

Московский государственный университет им. М.В.
Ломоносова

Физический факультет
Кафедра общей физики

**Квантовые регистры с индивидуальной
адрессацией на основе одиночных
нейтральных атомов в оптических
микроловушках**

Зав. кафедрой общей
физики,
д.ф.-м.н., профессор,
Салецкий А.М.

Магистерская диссертация
студента 205м группы
Самойленко С.Р.

Научный руководитель
к.ф.-м.н.
Страупе С.С.

Москва, 2018

Оглавление

Введение	2
Литературный обзор	5
1. Лазерное охлаждение	5
2. Захват одиночных атомов	7
3. Генерация массивов дипольных ловушек	10
4. Реконфигурация массивов одиночных атомов	14
Описание установки	16
5. Описание экспериментальной установки	16
6. Оценка параметров установки	18
Оригинальная часть	24
7. Цель и задачи работы	24
8. Массивы дипольных ловушек	24
9. Визуализация массивов	29
10. Опыты по перемещению атомов	40
Заключение и выводы	46
Список литературы	48

Введение

В 1982-м году во время одной из своих лекций Ричард Фейнман доказал невозможность моделирования квантовомеханических систем с помощью классических компьютеров [1]. Более того, он выдвинул предположение о создании квантового компьютера, который мог бы производить вычисления благодаря осуществлению манипуляций над квантовыми системами. За последующие 35 лет, прошедших с того момента, произошел значительный прогресс в области создания и управления отдельными квантовыми объектами, но, тем не менее, создание универсального квантового вычислителя так до сих пор и остается нерешенной задачей.

Чтобы оценить сложность моделирования квантовомеханических систем, предположим, что у нас есть простая система, обладающая двумя собственными состояниями, $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Такая система может представлять собой квантовый бит или *кубит*: единицу квантовой информации. В целом, состояние квантовомеханической системы $|\Psi\rangle$ полностью определяется двумя комплексными числами α и β :

$$|\Psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle \quad (1)$$

Теперь представим квантовую систему, состоящую из N кубитов. Такая система будет обладать 2^N числом собственных состояний, в силу условия нормировки $\alpha^2 + \beta^2 = 1$, для полного её описания потребуется $2^N - 1$ комплексных чисел. Для записи состояния системы, состоящей всего из $N = 50$ кубитов, потребуется более 9000 ТБайт памяти, что, на данный момент, находится за пределами возможностей классических компьютеров.

Появление квантовых компьютеров поможет решить широкий спектр практических задач. К примеру, алгоритм Гровера позволит осуществлять быстрый поиск по базам данных [2], что имеет огромное значение в информационный век. Алгоритм Шора [3], известный, в основном, за возможность производить факторизацию больших чисел быстрее, чем любой из известных классических алгоритмов, позволит взламывать шифрование с открытым ключом [4], которое сейчас используется для правительственных и военных коммуникаций. Но наиболее важным является то, что квантовый компьютер способен эффективно моделировать системы из большого

числа квантовых объектов. Это, к примеру, поможет в поисках новых высокотемпературных сверхпроводников, что даст возможность передавать электричество с большей эффективностью.

Теоретические принципы квантовых вычислений уже хорошо развиты [5]. Известно, что любую квантовую операцию можно разбить на последовательность одно- и двухкубитных вентиляей. В реальном вычислителе вентили будут подвержены большому числу ошибок, источниками которых являются погрешности результатов экспериментов и взаимодействие кубитов с окружающей средой. К счастью, методы коррекции ошибок [6] позволят производить вычисления с высокой точностью в системах, состоящих из большого числа кубитов.

Для того, чтобы определить, какими характеристиками должна обладать система, претендующая на роль физического кубита, были выдвинуты так называемые критерии Ди Винченцо [7]:

1. Система должна быть масштабируемой.
2. Должна существовать возможность инициализировать набор кубитов в состоянии $|00\dots 0\rangle$.
3. Кубиты должны обладать большим временем когерентности (относительно времени работы вентиляей).
4. Должна существовать возможность создать универсальный набор вентиляей.
5. Должна существовать возможность считывать информацию индивидуально с каждого кубита.

Существует ряд систем, удовлетворяющих в той или иной мере всем этим требованиям, среди них: холодные нейтральные атомы [8], фотоны [9], ионы [10], сверхпроводящие джозефсоновские переходы [11], оптомеханические резонаторы [12] и полупроводниковые квантовые точки [13]. Следует отметить, что, среди представленных кандидатов, на сегодняшний день нет очевидных фаворитов. К тому же, представленные на данный момент системы состоят не более, чем из нескольких кубитов [14]. Масштабирование кубитов в большом количестве также является серьезной технической

задачей. К тому же, существует несколько различных методов создания двухкубитных вентилях: используя вибрационные связи ионов [15], контролируемые холодные столкновения атомов [16], Ридберговские уровни [17] и взаимодействия внутри резонаторов [18]. Многие из этих схем опираются на возможность точного позиционирования кубита, например, для того, чтобы контролировать силу взаимодействия между кубитами или для того, чтобы максимизировать связь с резонатором.

В дополнение к первым пяти критериям Ди Винченцо, также существует необходимость передавать квантовую информацию между различными квантовыми системами. Предполагаемая квантовая сеть [19] будет являться гибридной квантовой системой, состоящей из стационарных кубитов (к примеру, одиночных атомов) и кубитов-переносчиков информации (одиночных фотонов). В каждом узле сети, стационарные кубиты будут передавать информацию кубитам-переносчикам используя, к примеру, резонаторы Фабри-Перо [20]. Такие сети могут использовать в своей работе квантовые повторители [21], поверхностные коды для коррекции ошибок [22], а также однопроходные квантовые компьютеры [23]. С практической точки зрения, гибридная природа таких квантовых сетей позволит использовать сильные стороны различных квантовых систем, к примеру, использовать сильные взаимодействия между атомами вместе с высокой скоростью и исключительной когерентностью фотонов.

Нами в качестве основы устройства для квантовой обработки информации были выбраны холодные одиночные атомы ^{87}Rb в оптических дипольных микроловушках. Такая система является легко масштабируемой, что удовлетворяет первому критерию Ди Винченцо. Время когерентности кубитов на их основе зависит от параметров установки, и может достигать величины от сотен пикосекунд [24, 25] до единиц [26] и даже десятков [27] секунд, что достаточно для того, чтобы записать на них информацию, произвести квантовую операцию, а затем снова её считать. К тому же, существует возможность адресного обращения к отдельным атомам посредством оптических импульсов.

Литературный обзор

1. Лазерное охлаждение

Для работы с одиночными атомами требуется их предварительное охлаждение. Как правило, для этой цели используют магнито-оптическую ловушку. Стандартная схема такой ловушки включает в себя пару катушек индуктивности, установленной в конфигурации анти-Гельмгольц, а также три пары противоположно направленных лазерных пучков (Рис. 1). Частоты лазеров при этом отстроены в красную область по отношению к резонансной частоте интересующего нас перехода на несколько Γ , где Γ - естественная ширина линии. Такая схема позволяет удерживать облако атомов в центре ловушки достаточно долгое время, охлаждая его при этом до температур порядка десятков микрокельвинов.

Катушки индуктивности необходимы для создания линейного градиента магнитного поля $B = K_x x + K_y y + K_z z$. Энергии атомных уровней меняются вместе с магнитным полем (а, следовательно, и с координатой) благодаря эффекту Зеемана:

$$\hbar\Delta = \mu_B B (g_{F'} m_{F'} - g_F m_F) \quad (2)$$

где $\mu_B = q\hbar/2m_e$ - магнетон Бора, g_F - фактор Ланде, m_F - магнитное квантовое число. Для охлаждающего перехода $F = 2 \rightarrow F' = 3$ атомов ^{87}Rb , $g_F = 1/2$ и $g_{F'} = 2/3$.

Ось квантования атомов зависит от величины магнитного поля. Для того, чтобы сила, действующая на атом, зависела от его положения в пространстве, атом должен взаимодействовать, в основном, только с одним лазером в один момент времени. Для этого, в свою очередь, необходимо, чтобы лазеры были циркулярно поляризованы в различных направлениях. На Рис. 2 изображены соответствующие сдвинутые уровни энергии и переходы, вызываемые право- и левоциркулярно поляризованными пучками охлаждающего лазера. Будучи постоянно подверженными излучению с круговой поляризацией, атомы поглощают фотоны лазерных пучков, вследствие чего им передается их угловой момент. В результате, атомы могут оказаться в состоянии $m_F = -2$. Согласно правилам отбора, переходы с

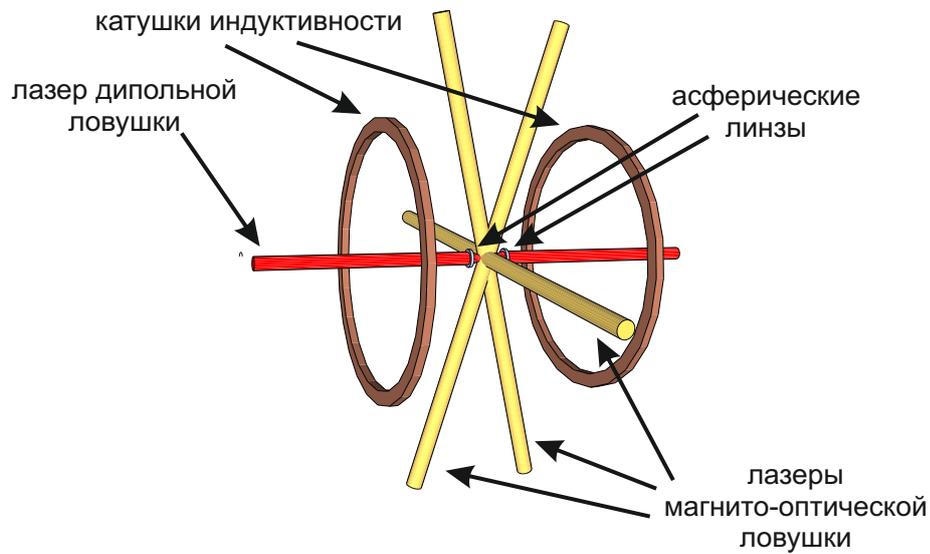


Рис. 1. Схематическое изображение магнито-оптической ловушки.

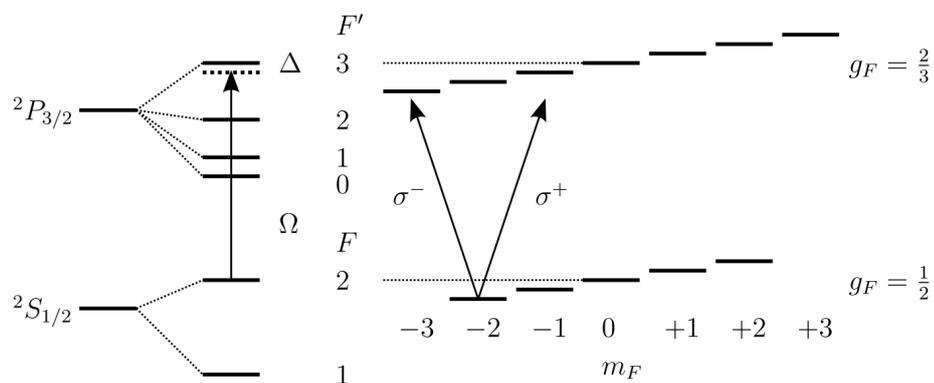


Рис. 2. Уровни энергии атомов ^{87}Rb , участвующие в процессе охлаждения. Основное и возбужденное состояния (слева) подвергаются сверхтонкому расщеплению. Охлаждающий лазер настроен на переход $F = 2 \rightarrow F' = 3$. В магнитном поле, уровни расщепляются согласно из Зеемановским подуровням m_F (справа). Лето- и правоциркулярно поляризованные пучки провоцируют переходы к различным подуровням. Позаимствованно из [28]

увеличением m_F , под воздействием излучения с поляризацией σ^- , запрещены, и наоборот, переходы с уменьшением m_F запрещены под воздействием излучения с поляризацией σ^+ . В соответствие с этим, поляризации противоположно направленных лазерных пучков подбираются таким образом, что один из них будет провоцировать переход на уровень $m_{F'} = -3$, а второй на уровень $m_{F'} = -1$. В итоге, взаимодействие атома с лазерными пучками будет постоянно толкать его к центру ловушки. Если упростить и предположить, что $g_F = g_{F'} = 1$ и $m_F = 0 \rightarrow m_{F'} = -1$, тогда возвращающая сила будет равна:

$$F_x = \frac{K_x \mu_B k}{2}, F_y = \frac{K_y \mu_B k}{2}, F_z = \frac{K_z \mu_B k}{2} \quad (3)$$

где K_x, K_y, K_z - градиенты магнитного поля по координатным осям O_x, O_y, O_z соответственно, k - волновой вектор лазерного излучения. Для атомов с различными значениями g и m_F возвращающая сила всегда будет пропорциональна F .

2. Захват одиночных атомов

Для захвата одиночных атомов используются дипольные ловушки. В таких ловушках лазерное излучение индуцирует в атоме дипольный момент, который взаимодействует с его полем. В случае, если поле лазера пространственно неоднородно, а его частота отстроена ниже резонансной ($\Delta < 0$), то атом притягивается в область с наибольшей интенсивностью излучения, и наоборот, в случае, когда частота излучения отстроена выше резонансной ($\Delta > 0$), атом будет притягиваться в область с наименьшей интенсивностью.

Основным механизмом, лежащим в основе работы дипольных ловушек является динамический эффект Штарка. Наличие лазерного излучения приводит к возмущению энергий основного и возбужденного состояний атома.

Рассмотрим для простоты модель двухуровневого атома. В отсутствие излучения, то есть когда частота Раби $\Omega = 0$, собственные состояния атома $|g\rangle$ и $|e\rangle$ имеют собственные значения $\frac{\hbar}{2}\Delta$ и $-\frac{\hbar}{2}\Delta$. В присутствии излучения

собственные состояния атома являются *одетыми* [29]

$$|+\rangle = \sin \theta |g\rangle + \cos \theta |e\rangle \quad (4)$$

$$|-\rangle = \cos \theta |g\rangle + \sin \theta |e\rangle \quad (5)$$

с собственными значениями $+\frac{\hbar}{2}\sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}$ и $-\frac{\hbar}{2}\sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}$ где Δ - отстройка лазера от частоты резонансного перехода, а θ удовлетворяет условиям:

$$\cos 2\theta = \frac{-\Delta}{\sqrt{\Delta^2 + \Omega^2}}, \quad \sin 2\theta = \frac{\Omega}{\sqrt{\Delta^2 + \Omega^2}} \quad (6)$$

В случае, когда излучение существенно отстроено $\Delta^2 \gg \Omega^2$, то $\theta \approx 0$, и, следовательно, состояние $|-\rangle \approx |g\rangle$. С увеличением интенсивности, энергия состояния $|-\rangle$ спадает с $-\frac{\hbar}{2}|\Delta|$ до $-\frac{\hbar}{2}|\Delta|\sqrt{1 + \Omega^2/\Delta^2}$. Раскладывая квадратный корень в ряд Тейлора $1 + \Omega^2/(2\Delta^2)$, можно оценить величину сдвига:

$$U_{dip} \approx \frac{\hbar\Omega^2}{4\Delta} = \frac{\hbar\Gamma^2}{8\Delta} \frac{I}{I_{sat}} \quad (7)$$

где I - интенсивность лазера, $I_{sat} = \hbar\omega_0^3\Gamma/12\pi c^2$, ω_0^3 - частота резонансного перехода, Γ - естественная ширина линии. В случае, когда излучение отстроено в красную область ($\Delta < 0$), меняющийся в пространстве сдвиг между энергетическими уровнями атома создает консервативный потенциал U_{dip} , в который атомы могут быть захвачены. Потенциал пропорционален Ω^2 и, таким образом, интенсивности излучения. Сила дипольного взаимодействия является градиентом этого потенциала

$$F_{dip} = -\nabla U_{dip} \quad (8)$$

При этом, в случаях когда Δ мало, повышается вероятность рассеяния атомами пучка дипольной ловушки:

$$R_{scat} \approx \frac{\Gamma^3}{8\Delta^2} \frac{I}{I_{sat}} \quad (9)$$

что приводит к нагреву атомов. Таким образом, по возможности необходимо увеличивать отстройку [30].

Чтобы дипольная ловушка в один момент времени захватывала не бо-

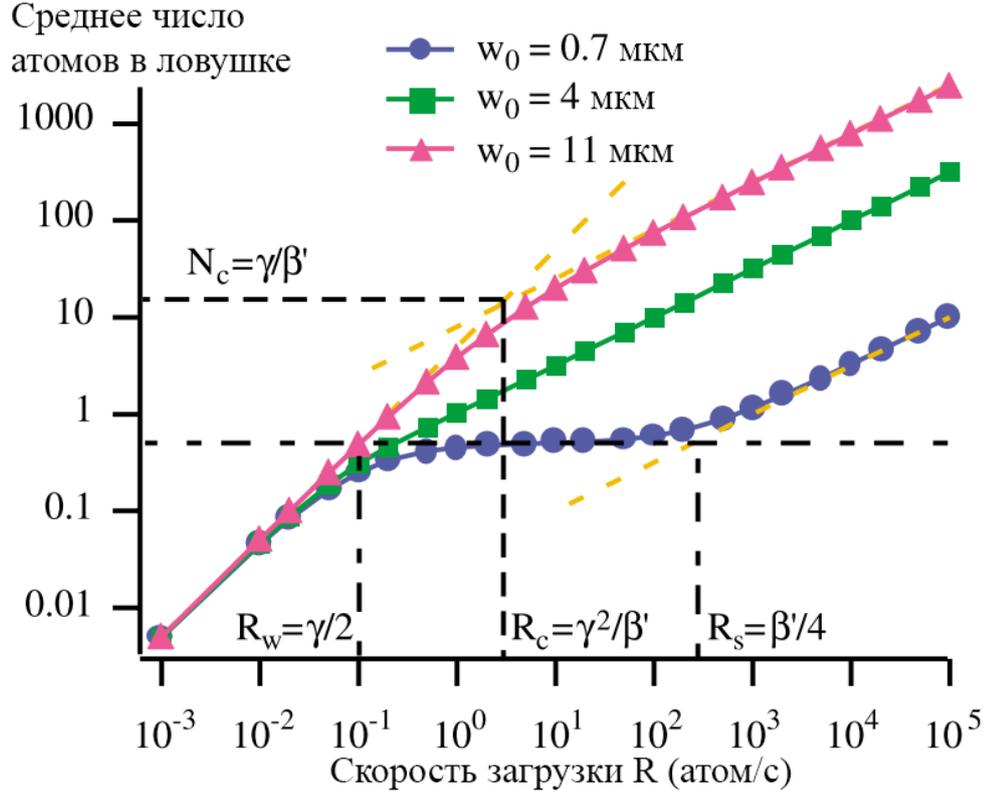


Рис. 3. Зависимость среднего числа атомов в ловушке от скорости загрузки R для различных значений перетяжки. Для пучков с перетяжкой размером $w_0 = 0.7$ мкм. Позаимствовано из [32].

лее одного атома, используется режим так называемой «столкновительной блокады» [31, 32]. Этот эффект появляется при фокусировке лазера дипольной ловушки в область размером ~ 1 мкм. Заключается он в том, что при попытке загрузить в одну ловушку более одного атома, в результате неупругого их соударения, в ловушке не остается ни одного. При этом, на графике зависимости N числа атомов в дипольной ловушке от R скорости их загрузки наблюдается явно выраженное плато на уровне $N = 0.5$, которое сохраняется для широкого спектра значений R (см. Рис. 3). Эта зависимость описывается формулой:

$$\frac{dN}{dt} = R - \gamma N - \beta' N(N - 1) \quad (10)$$

где N - число атомов в ловушке, t - время, R - скорость загрузки атомов, γ - коэффициент одночастичных потерь, связанный со столкновениями с быстрыми атомами фонового газа, β - коэффициент двухчастичных потерь, связанный с неупругими межатомными столкновениями [33].

3. Генерация массивов дипольных ловушек

Для создания последовательности квантовых регистров нужно иметь возможность работать одновременно с двумя и более одиночными атомами. Это неизбежно приводит к необходимости создавать массивы дипольных ловушек. Существует несколько способов реализации таких массивов: использовать для поимки атомов максимумы интенсивности стоячих волн [34], создавать массивы ловушек с помощью массивов из микролинз [35], а так же пассивных дифракционных элементов [36] и пространственных модуляторов света [37, 38, 39]. Последний способ является наиболее интересным, поскольку позволяет создавать захватывающие потенциалы для атомов произвольной формы, менять их, не производя каких-либо изменений экспериментальной установки, использовать систему обратной связи для корректировки распределения интенсивности между ловушками, а также создавать динамические массивы ловушек.

Для генерации фазовых голограмм как правило используются итерационные алгоритмы, основанные на преобразовании Фурье [40]. Наиболее распространенным среди них является алгоритм Герчберга-Сакстона [41]. Схематично этот алгоритм изображен на Рис.4. Последовательность действий для реализации данного алгоритма следующая:

1. Выбирается начальная оценка фазы φ_0 и амплитуды A_0 освещающего пучка.
2. Осуществляется Фурье преобразование функции $A_0 e^{i\varphi_0}$.
3. Результирующая комплексная амплитуда F в плоскости формирования изображения заменяется на \bar{F} по правилу:

$$\bar{F} = \sqrt{I_0} F |F|^{-1} \quad (11)$$

где I_0 - требуемое распределение интенсивности в плоскости изображения.

4. Вычисляется обратное Фурье преобразование относительно функции \bar{F} .

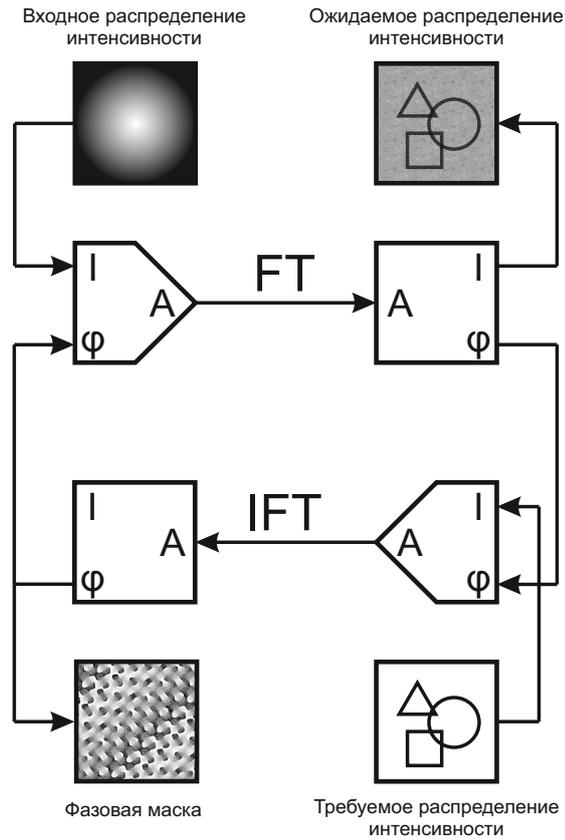


Рис. 4. Алгоритм Герчберга-Сакстона. Зная распределение интенсивности пучка на входе в модулятор и необходимое распределение интенсивности, в результате работы алгоритма можно получить распределение фазы, которое необходимо сообщить пучку. FT - преобразование Фурье, IFT - обратное преобразование Фурье.

5. Полученная комплексная амплитуда W в плоскости модулятора заменяется на \bar{W} по правилу:

$$\bar{W} = A_0 W |W|^{-1} \quad (12)$$

6. Переход к шагу 2.

Ожидаемое распределение интенсивности I в таком случае будет определяться как $I = W^2$. Алгоритм Герчберга-Сакстона повторяется заданное число итераций или до тех пор, пока разница между требуемым и желаемым распределениями интенсивности $I_0 - I$ не перестанет значительно меняться.

Пользуясь данным алгоритмом, можно организовать систему обратной связи, которая могла бы находить несоответствия требуемого и полученного распределений интенсивности и корректировать их. Также, такой алгоритм позволяет создавать захватывающий потенциал произвольной формы. Хотя изначально он был разработан для работы с двумерными изображениями, существуют работы, в которых его удалось применить для создания трехмерных голограмм [42, 43]. К недостаткам данного алгоритма можно отнести его высокую стоимость с точки зрения вычислительных мощностей, необходимых для его реализации. Это ставит под вопрос возможность создания динамических фазовых масок на его основе.

Ещё один метод заключается в создании набора Фурье плоскостей с линейно меняющимися фазами $\varphi(x) = k_x x$, где x - некоторая координата на модуляторе, а k_x - параметр модулируемой плоскости. Каждая из таких плоскостей будет отклонять пучок в различном направлении, позиция фокального пятна дипольной ловушки для каждой из таких плоскостей задается формулой $X = F k_x / k$, где F - фокусное расстояние линзы и k - волновой вектор. Создав набор из $\varphi_N(x)$ плоскостей, затем попиксельно их перемешав случайным образом, можно создать набор ловушек с координатами X_N , где N - число ловушек. Распределение интенсивности каждой из ловушек повторяет интенсивность входного пучка. Таким образом, если входной пучок гауссов, то и ловушки будут гауссовой формы. Этот метод схематично изображен на Рис. 5. Его недостатком является малая эффективность с точки зрения использования лазерного излучения. Для масок,

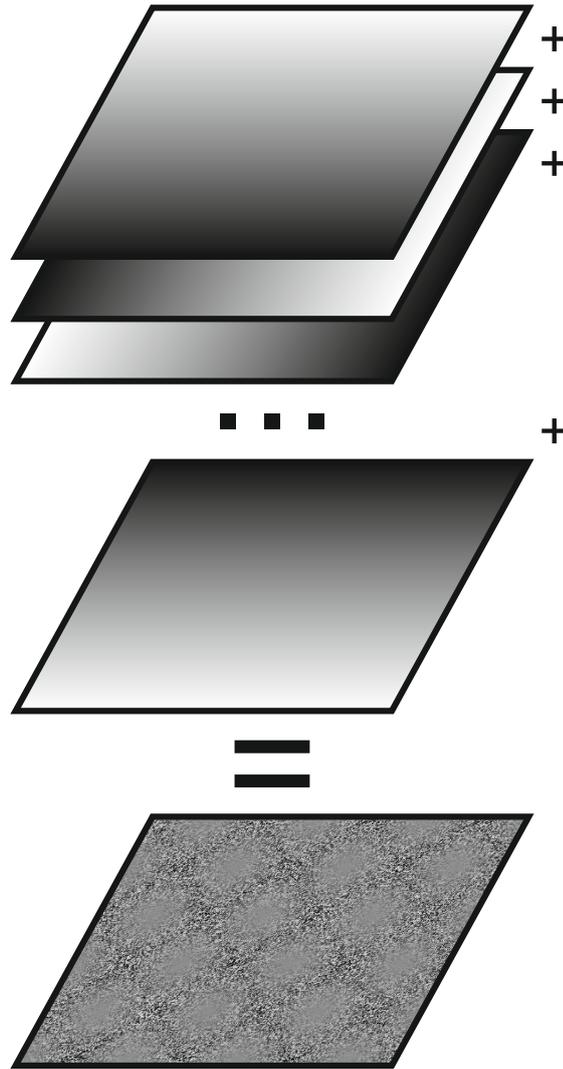


Рис. 5. Генерация набора из Фурье плоскостей с линейно меняющейся фазой $\varphi_N(x) = k_N x$ и попиксельное их перемешивание позволяет создавать фазовые маски для генерации массивов дипольных ловушек с координатами $X = Fk_x/k$.

генерируемых данным методом, интенсивность, приходящаяся на одну ловушку считается как I/N^2 , где I - интенсивность лазера, в то время, как у масок, генерируемых по алгоритму Герчберга-Сакстона эта зависимость составляет I/N [44]. Причина таких потерь связана с тем, что каждая из таких плоскостей представляет собой дифракционную решетку треугольного профиля, отклоняющую пучок как в интересующий нас порядок дифракции ($n = 1$), так и в более высокие.

4. Реконфигурация массивов одиночных атомов

Вероятностная загрузка одиночных атомов в дипольные ловушки приводит к тому, что в произвольный момент будет заполнена лишь половина генерируемых ловушек. Существуют методы увеличения вероятности загрузки атомов [45, 46, 47], однако создать условия для полностью детерминированной загрузки атомов так до сих пор не удалось. Наиболее распространенным способом решения данной проблемы является создание массивов из большого числа ловушек, а затем реконфигурация заполненных ловушек в массивы интересующей конфигурации.

Есть несколько способов реконфигурации таких массивов. В одном из них для перемещения атомов используется дополнительная дипольная ловушка большей глубины, которая отклоняется с помощью зеркала на пьезоподвижке [48] или пары акустооптических дефлекторов. С помощью этого метода в работах [49, 50] удалось сгруппировать до ста атомов в целиком заполненные двумерные и трехмерные массивы. Также есть работы, в которых перемещение атомов между ловушками посредством баллистического транспорта [51]. Еще один метод подразумевает перемещение атомов с помощью динамических фазовых голограмм [44, 52, 53]. Преимуществом последнего метода является возможность одновременного перемещения большого числа атомов, однако его реализация сопряжена с определенными техническими трудностями.

Во-первых, скорость перемещения атомов строго ограничена частотой обновления кадров на модуляторе. И, хотя модуляторы, сделанные на основе массивов из микрозеркал, обладают достаточно высокой частотой обновления кадров ($> 10^4$ Гц) [54], их недостатком является малая эффективность использования лазерного излучения по сравнению с модуляторами, сделанными на основе жидких кристаллов.

Во-вторых, необходим алгоритм, а также достаточный объем вычислительных мощностей для того, чтобы иметь возможность генерировать последовательность из масок за достаточно небольшой промежуток времени по сравнению с временем жизни атомов в дипольной ловушке и реализации системы обратной связи. В работе [44] удалось решить эту проблему, используя для перемещения атомов набор из заранее сгенерированных последовательностей фазовых масок. Однако, недостатком этого решения

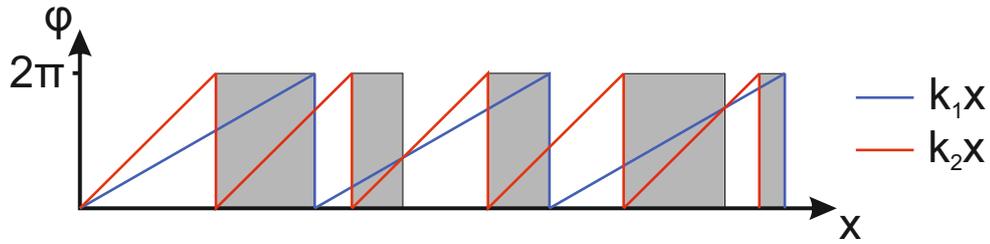


Рис. 6. Переключение масок с линейно меняющейся фазой. При переключении маски с фазой k_1x на маску с фазой k_2x пиксели, которым необходимо перейти через уровень в 2π (серые области), оказываются неактивны, что приводит к мерцанию.

является большой объем памяти, необходимый для хранения всех последовательностей, который с увеличением числа атомов будет расти экспоненциально.

Третья проблема связана с техническими особенностями модуляторов света. Она заключается в наличии мерцания длиной в несколько микросекунд в момент переключения кадров, что неизбежно приводит к потере атомов. Причиной такого мерцания является конечная глубина модуляции фазы $\Phi (= 2\pi)$. Во время переключения изображений, пиксели, которым необходимо для следующего кадра перейти через уровень модуляции в 2π , то есть переключиться с более светлого оттенка серого, на более темный, оказываются неактивны. Частично эту проблему удастся решить, подавая на модулятор линейно меняющуюся фазу $\varphi(x) = k_x x$. Как уже было сказано, позиция фокального пятна дипольной ловушки для таких случаев задается формулой $X = Fk_x/k$. Поскольку комбинация двух линейных фаз $\alpha k_1 x + (1 - \alpha)k_2 x$, $\alpha \in [0,1]$ так же является линейной фазой, то при необходимости сместить фокальное пятно из точки $X_1 = Fk_1/k$ в точку $X_2 = Fk_2/k$, такое смещение можно производить с заданным шагом. Поскольку величина мерцания напрямую зависит от величины шага, то контролируя шаг, можно также контролировать интенсивность мерцания. Это отражено на Рис. 6. Тем не менее, наличие даже небольшого по интенсивности мерцания приводит к нагреву атомов. Данный способ хорошо подходит для перемещения атомов внутри массивов ловушек, генерируемых методом случайной замены пикселей. Для голограмм, генерируемых итерационными методами, решения данной проблемы на текущий момент найдено не было.

Экспериментальная установка

5. Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки изображена на Рис. 7. Для предварительного охлаждения атомов ^{87}Rb используется трехмерная магнито-оптическая ловушка. Она состоит из сверхвысоковакуумной камеры (давление $\sim 10^{-9}$ мбар), четырех пар катушек индуктивности, три из которых компенсируют магнитное поле Земли, а четвертая участвует в процессе лазерного охлаждения (см. Раздел 1), а также охлаждающего лазера и лазера перекачки. Лазерные пучки выводятся из одномодового световода и фокусируются посредством асферических линз в центре камеры. Мощность каждого из трех пучков охлаждающего лазера составляет 30 мкВт, мощность пучка лазера перекачки - 5 мкВт, градиент магнитного поля < 6 Гаусс/см. Размеры перетяжек пучков магнито-оптической ловушки составляют ~ 200 мкм.

Для захвата одиночных атомов используется дипольная ловушка. Она формируется в фокусе двух асферических линз с высокой числовой апертурой ($NA = 0.77$), расположенных конфокально в центре вакуумной камеры (Рис. 8). Длина волны лазера дипольной ловушки - 830 нм, ширина перетяжки ~ 1.15 мкм, мощность, необходимая для захвата одиночного атома при этом составляет 2.65 мВт (проверить). Согласно формуле (7), глубина ловушки при таких параметрах составляет ~ 1 мК. Правоциркулярная поляризация лазера дипольной ловушки устанавливается с помощью четверть- и полуволновых пластинок.

Флуоресценция атомов собирается теми же асферическими линзами и может детектироваться как в отраженном канале, так и в прошедшем. Для детектирования флуоресценции, её сигнал заводится в одномодовое волокно и регистрируется однофотонными детекторами на основе лавинных фотодиодов (SPCM). Для того, чтобы отсечь излучение лазера дипольной ловушки от сигнала флуоресценции, используются дихроичное зеркало (DBS) и два интерференционных фильтра (IF) на 780 нм с шириной пропускания 3 нм.

В процессе охлаждения атомов используется циклический переход $F =$

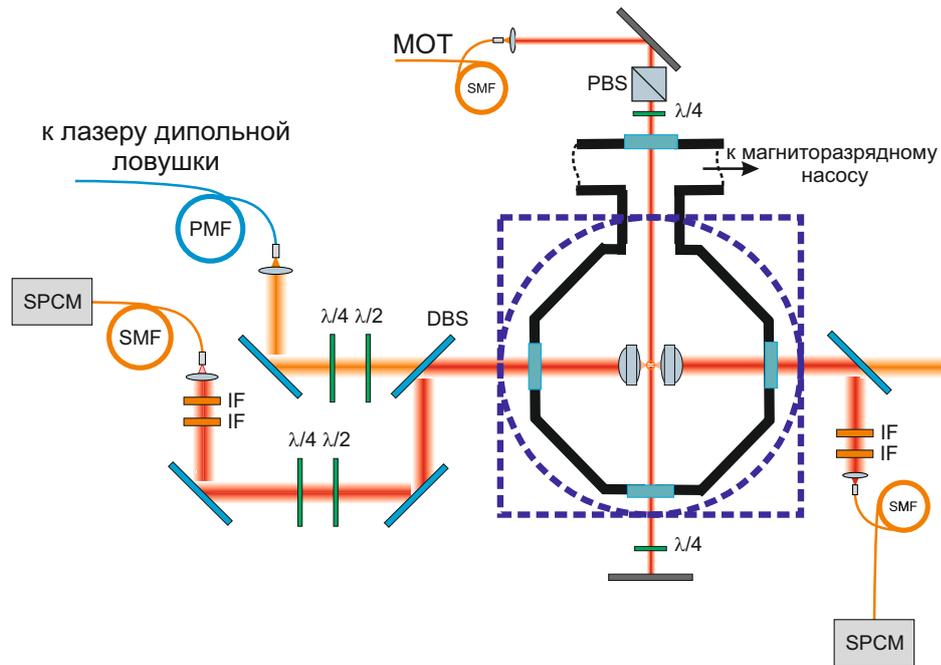


Рис. 7. Схема экспериментальной установки, использующейся для охлаждения атомов ^{87}Rb и последующего захвата одиночных атомов. Предварительное охлаждение атомов происходит в трехмерной магнито-оптической ловушке, состоящей из четырех пар катушек индуктивности (три из них компенсируют магнитное поле Земли) и лазеров охлаждения и перекачки. Охлаждающий лазер отстроен на 9 МГц от частоты перехода $F = 2 \rightarrow F = 3$ D2 линии ^{87}Rb . Частота лазера перекачки соответствует частоте перехода $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 2$. Мощность каждого из трёх пучков охлаждающего лазера - 30 мкВт, пучков лазера перекачки - 5 мкВт. Захват одиночных атомов производится с помощью дипольной ловушки, формирующейся в фокусе двух асферических высокоапертурных линз, расположенных внутри вакуумной камеры. Длина волны лазера дипольной ловушки - 830 нм, мощность - 2.65 мВт, глубина ловушки при этих параметрах составляет 1 мК. Для регистрации сигнала флуоресценции атомов используются однофотонные детекторы на основе лавинных фотодиодов (SPCM). Для отсеечения излучения лазера дипольной ловушки используются интерференционные фильтры (IF).

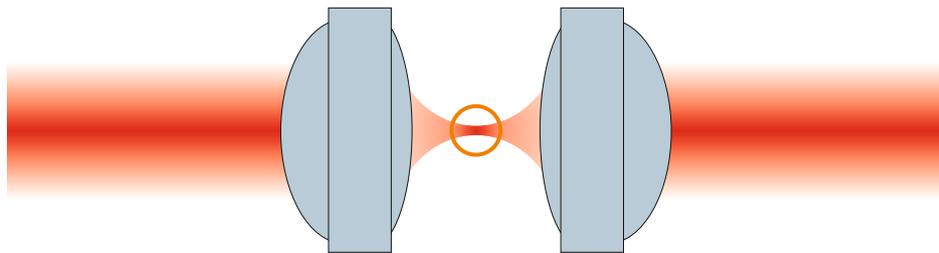


Рис. 8. Дипольная ловушка формируется в фокусе двух конфокально расположенных асферических линз с высокой числовой апертурой $NA = 0.77$ и фокусным расстоянием $f = 3.1$ мм (рабочее расстояние - 1.6 мм). Ширина перетяжки составляет ~ 1.15 мкм.

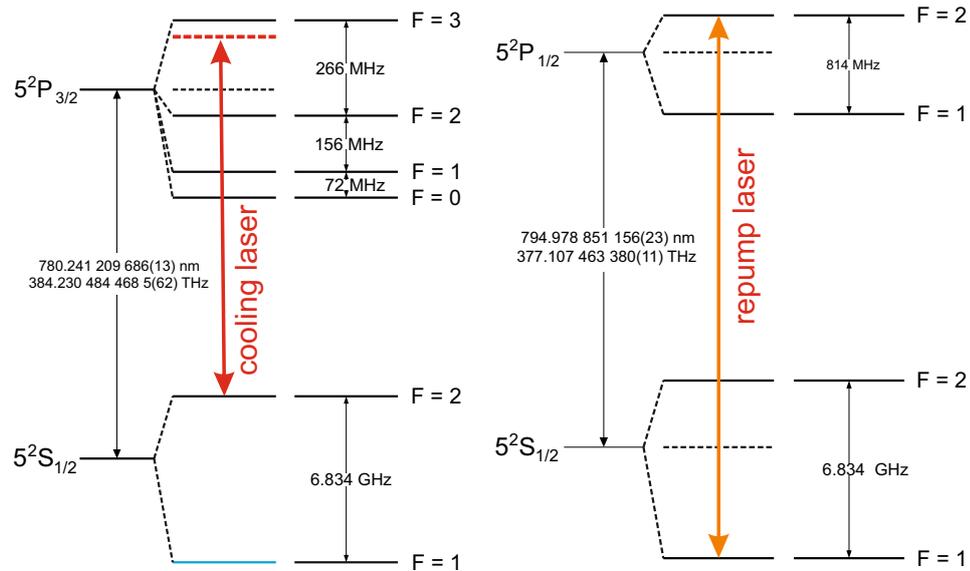


Рис. 9. Изображение переходов, используемых при лазерном охлаждении. Охлаждающий лазер отстроен на 9 МГц от частоты перехода $F = 2 \rightarrow F = 3$ D2 линии ^{87}Rb . Частота лазера перекачки соответствует переходу $F = 1 \rightarrow F = 2$ линии D1.

$2 \rightarrow F = 3$ D2 линии ^{87}Rb (Рис 9). Охлаждающий лазер отстроен от частоты этого перехода на 9 МГц. Однако существует ненулевая вероятность запрещенного перехода на уровень $F = 1$, попав на который, атом перестает охлаждаться и таким образом покидает ловушку. Для предотвращения этого в схему добавляется лазер перекачки, частота которого настроена на переход $F = 1 \rightarrow F = 2$ линии D1, после чего атом имеет возможность вернуться в охлаждающий цикл.

На Рис. 10 изображена схема лазеров магнито-оптической ловушки. Для генерации лазерного излучения используется лазерный диод. Для того, чтобы выбрать и настроиться на необходимую частоту перехода атомов ^{87}Rb используется метод бездоплеровской спектроскопии насыщения [55]. Система обратной связи позволяет обрабатывать колебания окружающей среды и стабилизировать частоту генерации лазера.

6. Оценка параметров установки

Для дальнейшей работы с одиночными атомами требуется экспериментальная оценка параметров экспериментальной установки, среди них: эффективная температура атомов в магнито-оптической ловушке, проверка работы режима столкновительной блокады (см. Раздел 2) и загрузки

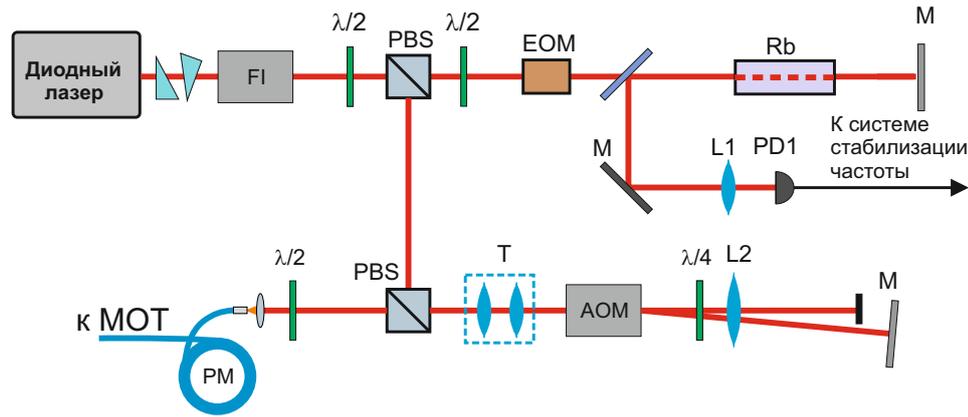


Рис. 10. Схема лазеров, использующихся для охлаждения и перекачки. FI - Фарадеевский изолятор; PBS - поляризационный светоделитель; $\lambda/2$ - полуволновая пластинка; $\lambda/4$ - четвертьволновая пластинка; EOM - электрооптический модулятор; M - зеркало с $R > 0.99$ на 780 нм; Rb - ячейка с парами рубидия; L1,2 - выпуклые сферические линзы; T - телескопический расширитель пучка; PM - поляризационно-сохраняющий световод; PD - фотодиод с предусилителем; AOM - акустооптический модулятор.

одиночных атомов в дипольную ловушку, а также оценка времени жизни одиночных атомов в дипольной ловушке. Для нашей установки эффективная температура атомов составила $T_{eff} \sim 30$ мК с временем жизни $\tau = 13.6 \pm 0.7$ с.

6.1. Оценка ширины перетяжки лазера дипольной ловушки

На Рис. 11 приведены экспериментально измеренные данные зависимости ширины перетяжки лазера дипольной ловушки от расстояния до фокальной плоскости на длине волны 980 нм. Величина перетяжки в фокальной плоскости составила $w = 1.35 \pm 0.01$ мкм. Непосредственных измерений ширины перетяжки для лазера с длиной волны 830 нм не производилось, однако, учитывая её дифракционную ограниченность и исходя из экспериментально измеренной величины перетяжки для лазера с длиной волны 980 нм, её величина составляет ≈ 1.15 мкм.

6.2. Оценка эффективной температуры атомов в МОЛ

Для оценки эффективной температуры был применен метод повторного захвата атомов [56]. Экспериментальная последовательность была следующей:

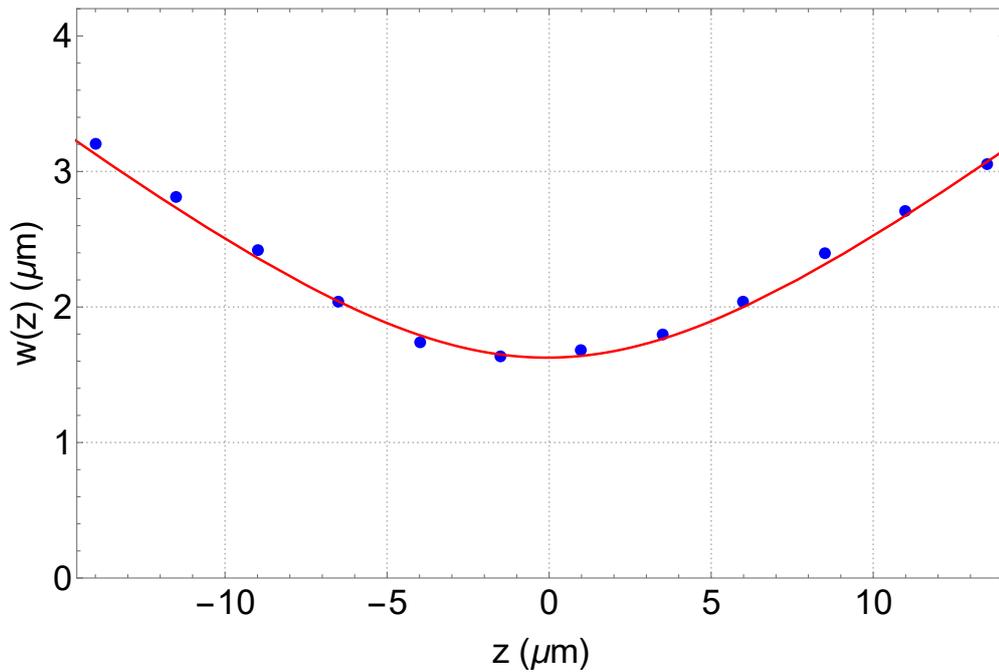


Рис. 11. Результаты измерения величины перетяжки для лазера дипольной ловушки на длине волны 980 нм. Её величина составила $w = 1.35 \pm 0.01$ мкм.

- Проверялся сигнал флуоресценции от атомов. Превышение количества отсчетов за 100 мс заданного триггерного уровня являлось сигналом успешного захвата атомов и стартом дальнейшей экспериментальной последовательности.
- На заданный промежуток времени τ отключались лазеры магнито-оптической и дипольной ловушек.
- По прошествии времени τ лазеры ловушек включались обратно, проверялся сигнал флуоресценции. Превышение сигналом триггерного уровня рассматривалось как признак успешного повторного захвата атомов.

График зависимости доли успешных испытаний в сериях из 250 измерений от времени ожидания τ приведен слева на Рис. 12. Характерное время затухания составило $\tau = 29 \pm 2$ мкс. Сравнение полученной зависимости с результатами численного моделирования методом Монте-Карло дает значение эффективной температуры $T_{eff} \sim 30$ мкК, что по порядку величины соответствует ожиданиям.

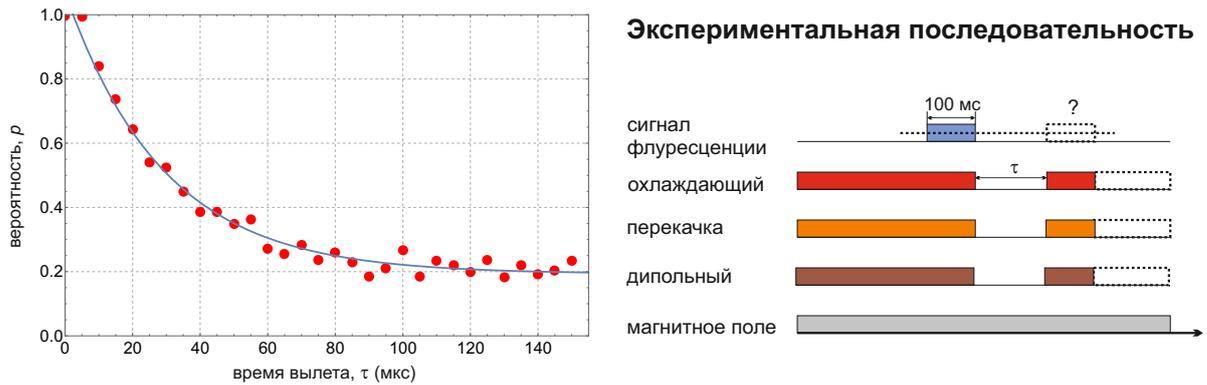


Рис. 12. Слева приведен график зависимости доли успешных испытаний в сериях из 250 измерений от времени ожидания τ , красными точками обозначены данные, полученные в ходе эксперимента, кривая синего цвета - результат аппроксимации зависимости экспонентой. Справа изображена экспериментальная последовательность.

6.3. Оценка времени жизни атомов в дипольной ловушке

Чтобы оценить время жизни атомов в дипольной ловушке применялась экспериментальная зависимость, схожая с приведенной выше. Единственным отличием являлось непрерывное действие лазера дипольной ловушки на протяжении всего эксперимента. Пошагово её можно описать следующим образом:

- По уровню сигнала флуоресценции определялось наличие атома в дипольной ловушке. Превышение числа отсчетов за 100 мс триггерного уровня являлось сигналом к началу эксперимента.
- На заданный промежуток времени τ отключались лазеры магнито-оптической ловушки.
- По прошествию времени τ лазеры магнито-оптической ловушки включались снова. Проверялся сигнал флуоресценции атомов. Превышение сигналом триггерного уровня являлось признаком успеха в эксперименте.

Результаты эксперимента приведены на Рис. 13. Результат аппроксимации экспонентой дает время жизни $\tau = 13.6 \pm 0.7$ с.

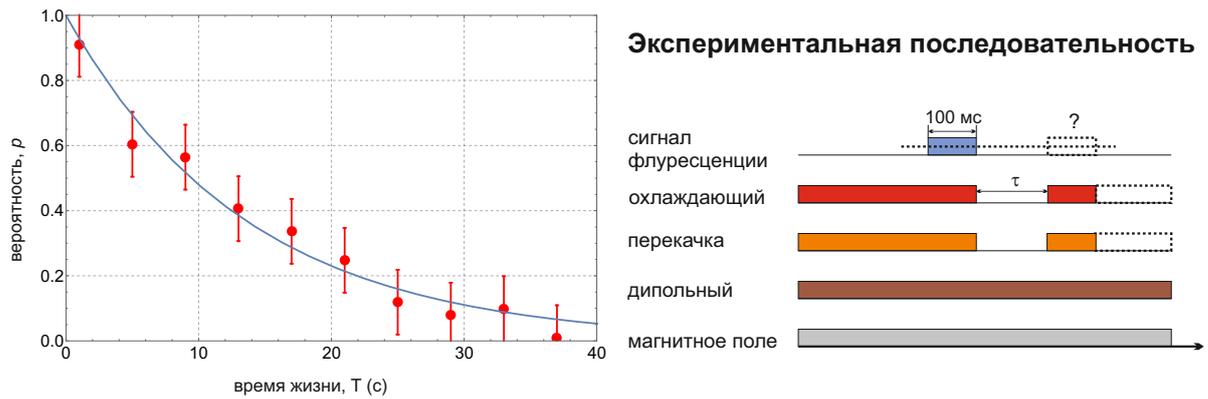


Рис. 13. Слева приведен график зависимости доли успешных испытаний в сериях из 250 измерений от времени ожидания τ , красными точками обозначены данные, полученные в ходе эксперимента, кривая синего цвета - результат аппроксимации зависимости экспонентой. Справа изображена экспериментальная последовательность.

6.4. Проверка работы режима столкновительной блокады

Одним из наиболее явных признаков работы режима столкновительной блокады является так называемый „телеграфный“ сигнал - наличие двух явно выраженных уровней в зависимости сигнала флуоресценции атомов от времени [31]. На Рис. 14 приведена зависимость количества отсчетов за 100 мс от времени. На рисунке видно, что сигнал флуоресценции имеет два дискретных уровня, что говорит о том, что в любой момент времени в ловушке находится не более одного атома.

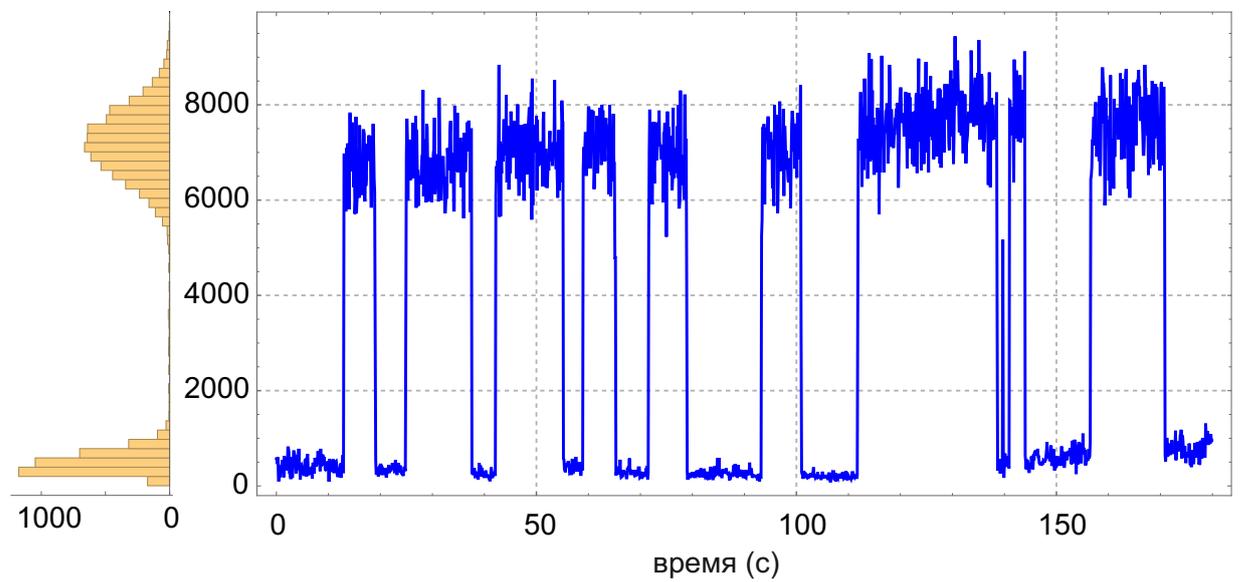


Рис. 14. Зависимость сигнала флуоресценции атомов от времени. Наличие двух явно выраженных уровней сигнала флуоресценции является признаком работы столкновительной блокады и загрузки одиночных атомов в дипольную ловушку.

Оригинальная часть

7. Цель и задачи работы

В рамках данной дипломной работы были поставлены следующие задачи:

1. Генерация фазовых масок для пространственного фазового модулятора света различными методами:
 - С помощью алгоритма Герчберга-Сакстона
 - Попиксельным перемешиванием Фурье плоскостей
2. Визуализация одиночных атомов в дипольных ловушках различными методами:
 - С помощью сканирующего зеркала
 - С помощью CCD-камеры
3. Реконфигурация массивов одиночных атомов путем создания динамических фазовых голограмм

Конечной целью данной работы являлась разработка метода генерации упорядоченных массивов одиночных атомов произвольной конфигурации.

8. Массивы дипольных ловушек

Для генерации фазовых голограмм, соответствующих массивам дипольных ловушек необходимой конфигурации, нами были выбраны итерационный алгоритм Герчберга-Сакстона и метод попиксельного перемешивания набора Фурье плоскостей (см. Раздел 3). Хотя второй метод более предпочтителен с точки зрения экономии вычислительных мощностей, необходимых для его реализации, тем не менее, маски, генерируемые этим способом используют лазерное излучение с меньшей эффективностью, чем маски, сгенерированные алгоритмом Герчберга-Сакстона. Измеренная зависимость доли общей мощности лазера, приходящейся на одну ловушку, от числа

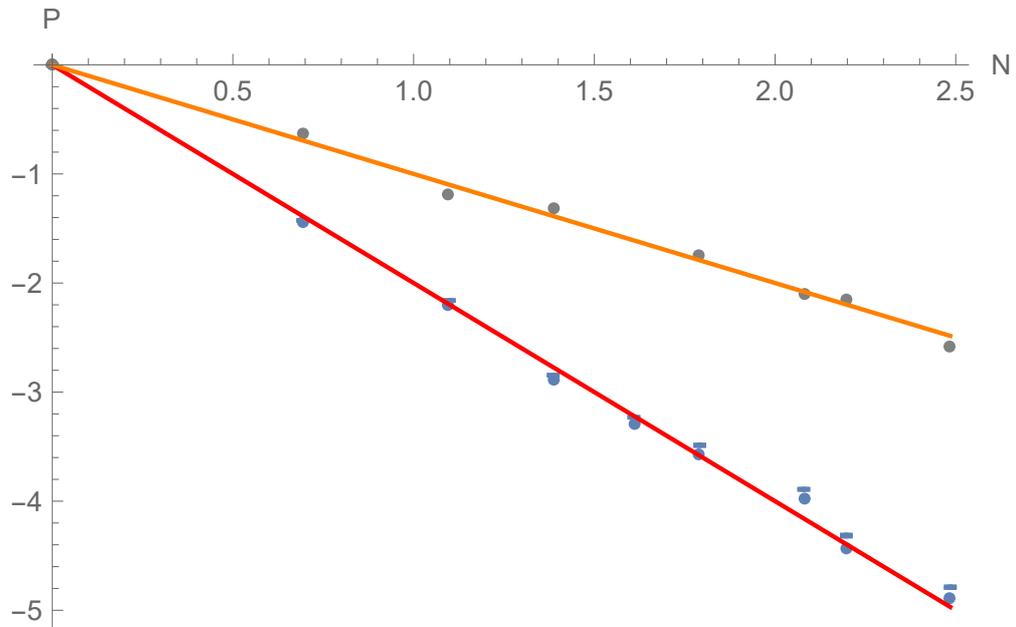


Рис. 15. Эффективность использования лазерного излучения голограммами, сгенерированными по алгоритму Герчберга-Сакстона (серые точки) и методом перемешанных Фурье плоскостей (синие точки). Доля лазерного излучения, приходящаяся на одну ловушку для алгоритма Герчберга-Сакстона падает пропорционально $1/N$ (оранжевая кривая), где N - количество ловушек. Для метода смешанных Фурье плоскостей эта зависимость пропорциональна $1/N^2$ (красная кривая). График построен в логарифмическом масштабе.

ловушек приведена на Рис. 15. Как видно из графика, доля излучения лазера, приходящаяся на одну ловушку, для голограмм Герчберга-Сакстона с ростом числа ловушек падает пропорционально $1/N$, где N - количество ловушек в массиве, в то время как для второго метода эта зависимость пропорциональна $1/N^2$.

8.1. Генерация масок алгоритмом Герчберга-Сакстона

Для генерации масок использовался взвешенный алгоритм Герчберга-Сакстона. Его отличие от метода, описанного в Разделе 3 заключается в том, что взвешенный алгоритм Герчберга-Сакстона определяет различия целевого распределения интенсивности и результата симуляции. В нашем случае это означает, что он выявляет неравномерность распределения лазерного излучения по ловушкам в симуляции и корректирует их изменяя

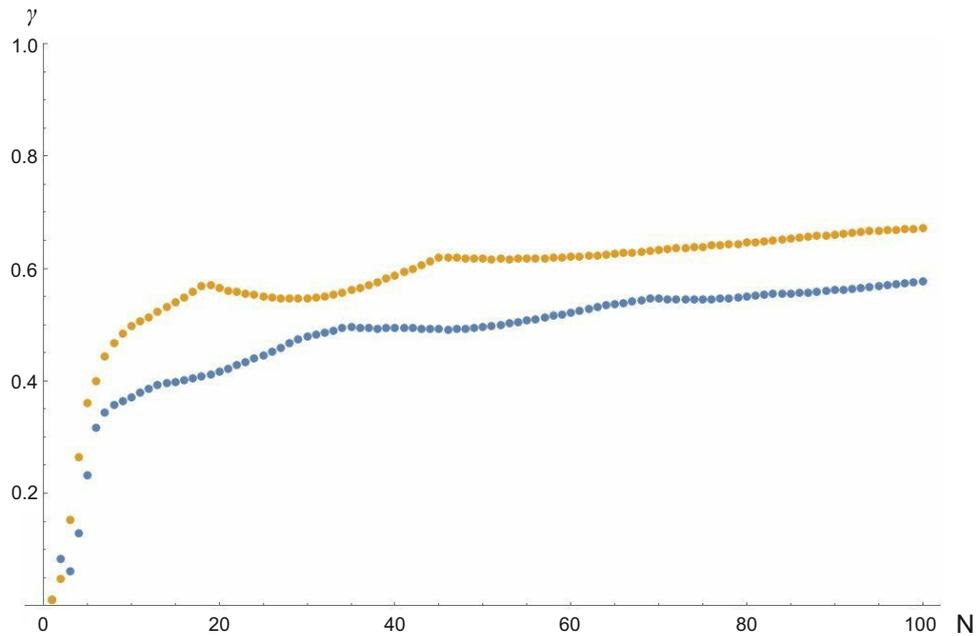


Рис. 16. График зависимости коэффициента γ от количества итераций для обычного алгоритма Герчберга-Сакстона (синие точки) и взвешенного (оранжевые точки). Как видно на графике, использование взвешенного алгоритма Герчберга-Сакстона приводит к более равномерному распределению интенсивности по ловушкам за то же число итераций.

целевое распределение интенсивности по правилу:

$$I'_i = \frac{\bar{I}}{1 - G(1 - I_i/\bar{I})} \quad (13)$$

где I'_i - новая целевая интенсивность i -й ловушки, I_i - интенсивность ловушки в симуляции, \bar{I} - усредненная интенсивность ловушек, G - коэффициент усиления ловушки. Для оценки равномерности распределения интенсивности вводится коэффициент γ :

$$\gamma = I_{min}/I_{max} \quad (14)$$

где I_{min} - минимальная интенсивность ловушки, I_{max} - максимальная интенсивность ловушки. Зависимость коэффициента γ от числа итераций при использовании обычного и взвешенного алгоритма Герчберга-Сакстона приведена на Рис. 16. Сравнение производилось для массивов 151×151 ловушек. Выбор размеров массива обусловлен тем, что с ростом количества ловушек растет неравномерность распределения между ними, как следствие, разли-

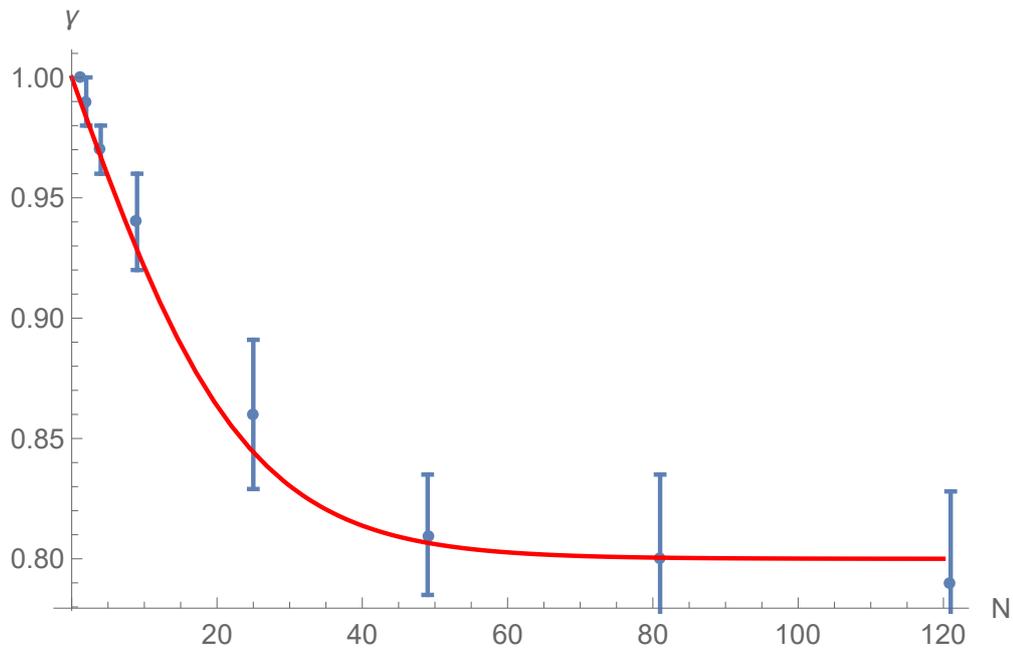


Рис. 17. Зависимость однородности ловушек γ от их числа в массивах, образованных по алгоритму Герчберга-Сакстона. Измерения производились в симуляции.

ца между обычным алгоритмом и взвешенным алгоритмом Герчберга-Сакстона будет более очевидна. Как видно на графике, при использовании взвешенного алгоритма Герчберга-Сакстона, γ растет быстрее и достигает больших значений, чем в случае с обычным алгоритмом. После 50 итераций значение коэффициента устанавливается на уровне ~ 0.6 , после чего его рост заметно снижается. На Рис 17 приведена зависимость коэффициента γ от количества ловушек N , измеренная в симуляции.

Помимо этого, поверх сгенерированной маски накладывалась фазовая дифракционная решетка треугольного профиля. Наложение такой решетки позволяет концентрировать лазерное излучение в необходимом порядке дифракции, что, в свою очередь, позволяет пространственно разделить ту часть пучка, которой было сообщено необходимое распределение фазы, от той, пространственное распределение фазы которой при отражении от модулятора света осталось неизменным. Нами было решено работать в первом порядке дифракции. Для этого, поверх сгенерированных голограмм, накладывалась решетка с периодом 8 пикселей и глубиной модуляции 2π . Примеры масок, генерируемых таким алгоритмом, приведены на Рис. 18.

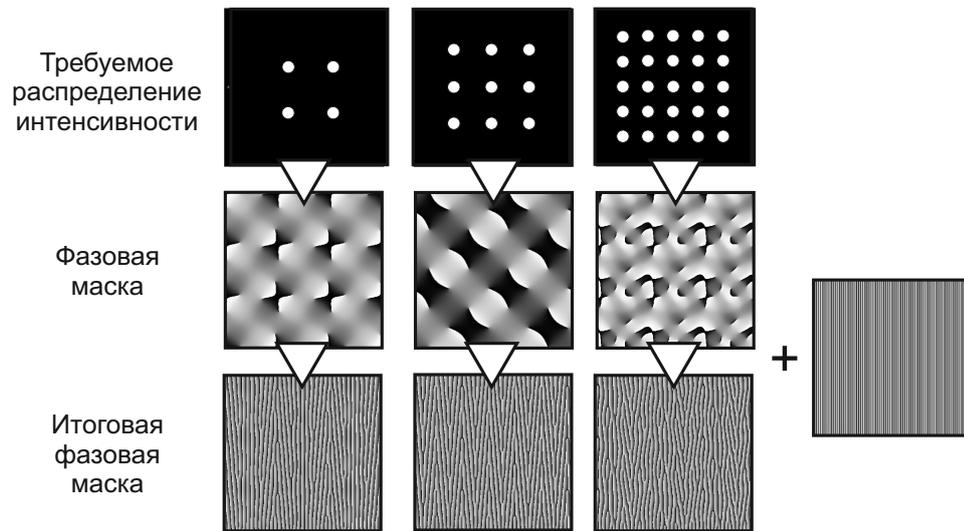


Рис. 18. Изображения требуемых распределений интенсивности и соответствующих им фазовых голограмм, сгенерированных алгоритмом Герчберга-Сакстона.

8.2. Генерация масок методом попиксельного перемешивания Фурье плоскостей

Для генерации голограмм также использовался второй метод, описанный в Разделе 3. Для оценки равномерности распределения лазерного излучения между ловушками была измерена зависимость коэффициента γ от числа генерируемых ловушек (Рис. 19). Как видно на графике, γ с ростом количества ловушек падает линейно. Это падение главным образом происходит потому, что выбор пикселей, генерирующих ту или иную ловушку происходит случайным образом. Как следствие, контролировать точное количество пикселей, приходящихся на конкретную ловушку, не представляется возможным. В случае, когда генерируется малое число ловушек, то на каждую из них приходится достаточное количество пикселей для того, чтобы отклонение от их среднего числа $k = \frac{\langle n \rangle - n_{real}}{\langle n \rangle}$, где $\langle n \rangle$ - среднее число пикселей, приходящихся на одну ловушку, n_{real} - реальное число пикселей, не было существенным. С ростом числа ловушек, среднее число пикселей, приходящихся на каждую из них, уменьшается и, как следствие, k растет, а γ уменьшается. Для более равномерного распределения излучения, требуется по возможности увеличивать площадь засветки поверхности модулятора лазерным пучком. На Рис. 20 изображены примеры требуемых распределений интенсивности и соответствующих им фазовых голограмм. Как и в случае с алгоритмом Герчберга-Сакстона, для работы с излучением

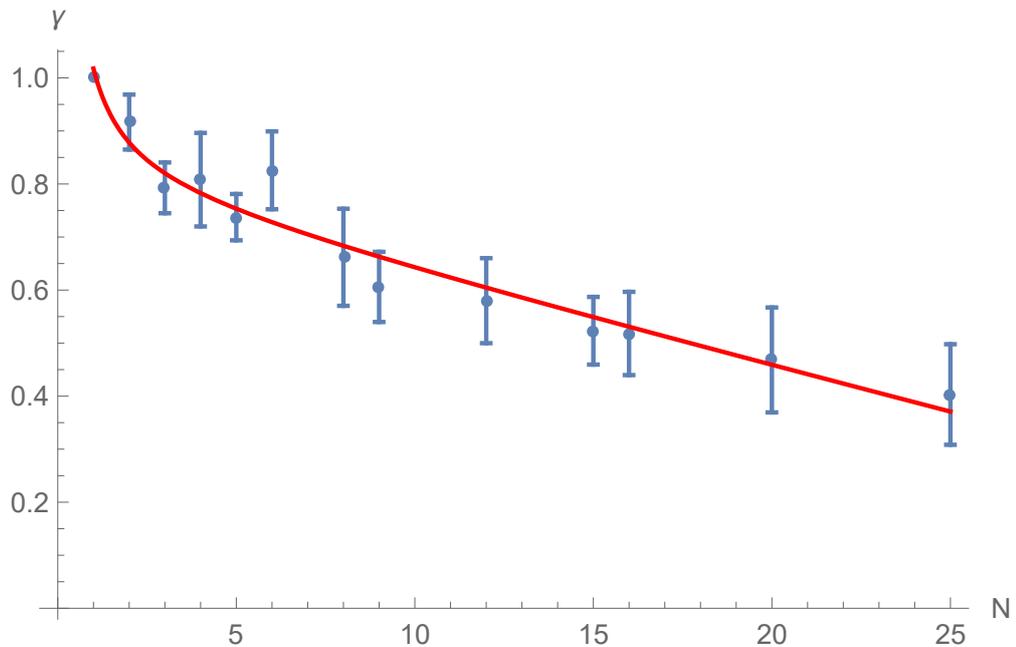


Рис. 19. Зависимость коэффициента γ от количества ловушек. Красная кривая - результат аппроксимации.

в первом порядке дифракции, поверх сгенерированных голограмм накладывается дифракционная решетка треугольного профиля.

9. Визуализация массивов

Одним из условий проведения опытов над массивами одиночных атомов является возможность получения информации об их пространственном расположении. Это требование вызвано во-первых, вероятностным характером заполнения дипольных ловушек ($\sim 50\%$) (см. Раздел 2), что приводит к необходимости получения информации о начальном положении заполненных ловушек и последующей их реконфигурации, во-вторых, для адресного обращения к отдельным атомам в массивах и снятия сигнала флуоресценции. Это, в свою очередь, приводит к необходимости разработки методов визуализации одиночных атомов. Для этих целей широкое распространение получило использование камер с сверхвысококочувствительными матрицами типа EMCCD [57] и sCMOS [58]. Однако существенным недостатком таких камер является их высокая стоимость, поэтому одной из целей данной работы являлась реализация более доступных методов визуализации. Далее представлены экспериментальные схемы и результаты визуализации массивов одиночных атомов посредством сканирующего зеркала и CCD-камеры.

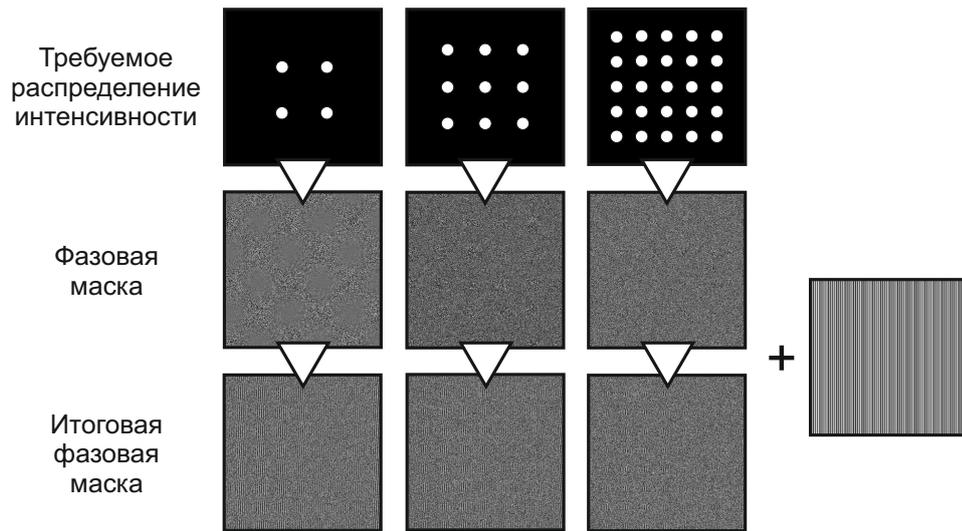


Рис. 20. Изображения требуемых распределений интенсивности и соответствующих им фазовых голограмм, сгенерированных методом перемешанных Фурье плоскостей.

9.1. Визуализация атомов с помощью сканирующего зеркала.

Схема экспериментальной установки, использовавшейся при визуализации атомов сканирующим зеркалом приведена на Рис. 21. Параметры магнито-оптической ловушки были описаны ранее в Разделе 4. Отличие данной схемы от приведенной на Рис. 7 заключается в изменении системы заведения излучения лазера дипольной ловушки в вакуумную камеру, а также в изменении системы детектирования прошедшего сигнала флуоресценции одиночных атомов.

После вывода лазерного излучения дипольной ловушки из одномодового поляризационно-сохраняющего световода (PMF), оно коллимируется посредством асферической линзы, после чего попадает на поверхность пространственного модулятора света, который задает пучку необходимое распределение фазы. Для модуляции света использовался жидкокристаллический пространственный модулятор света производства Hamamatsu (Hamamatsu LCOS-SLM X10468). Затем излучение проходит через телескоп с коэффициентом увеличения $\times 0.83$, который необходим для сопряжения плоскостей модулятора света и асферической линзы, расположенной в центре ловушки (Рис. 22). Отсутствие телескопа в этой части схемы приводит к тому, что излучение, отраженное от модулятора света будет обрезаться апертурой линзы. Для иллюстрации влияния сопряжения плоскостей модулятора света и линзы на качество генерируемых массивов ловушек, на Рис. 23 приведены

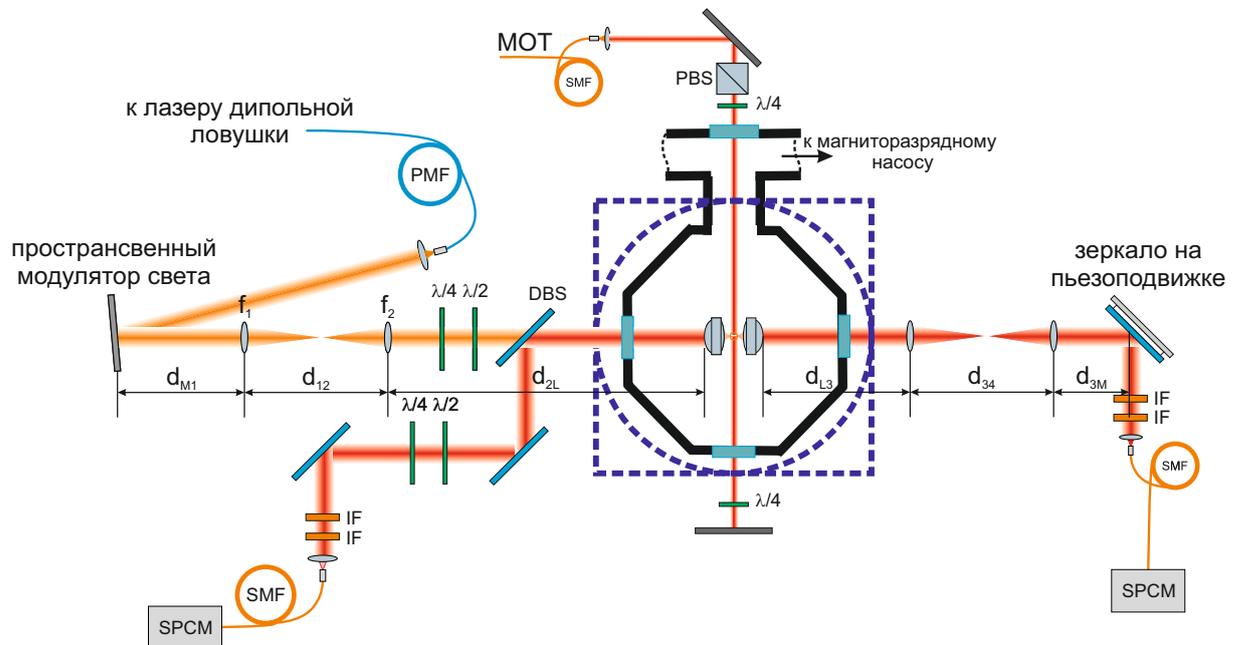


Рис. 21. Схема установки, использовавшейся для визуализации массивов атомов посредством сканирующего зеркала. Излучение лазера дипольной ловушки после выхода из одномодового поляризационно-сохраняющего волокна (PMF) коллимировалось асферической линзой, а затем попадало на поверхность модулятора света, где ему сообщалось необходимое распределение фазы. Затем излучение проходит через телескоп, состоящий из линз f_1 ($= 300$ мм) и f_2 ($= 250$ мм) и сопрягающий поверхности модулятора света и асферической линзы, расположенной в вакуумной камере. После чего прошедшее излучение вновь коллимируется второй асферической линзой и проходит через второй телескоп из линз f_3 ($= 250$ мм) и f_4 ($= 400$ мм), который сопрягает плоскости поверхностей второй асферической линзы и зеркала на пьезоподвижке. Отраженное от зеркала излучение фокусируется асферической линзой и заводится в одномодовое волокно (SMF), один конец которого подключен к однофотонному детектору на основе лавинного фотодиода (SPCM). Для отсекаания излучения лазера дипольной ловушки от сигнала флуоресценции одиночных атомов используется пара интерференционных фильтров (IF) на 780 нм с шириной пропускания 3 нм.

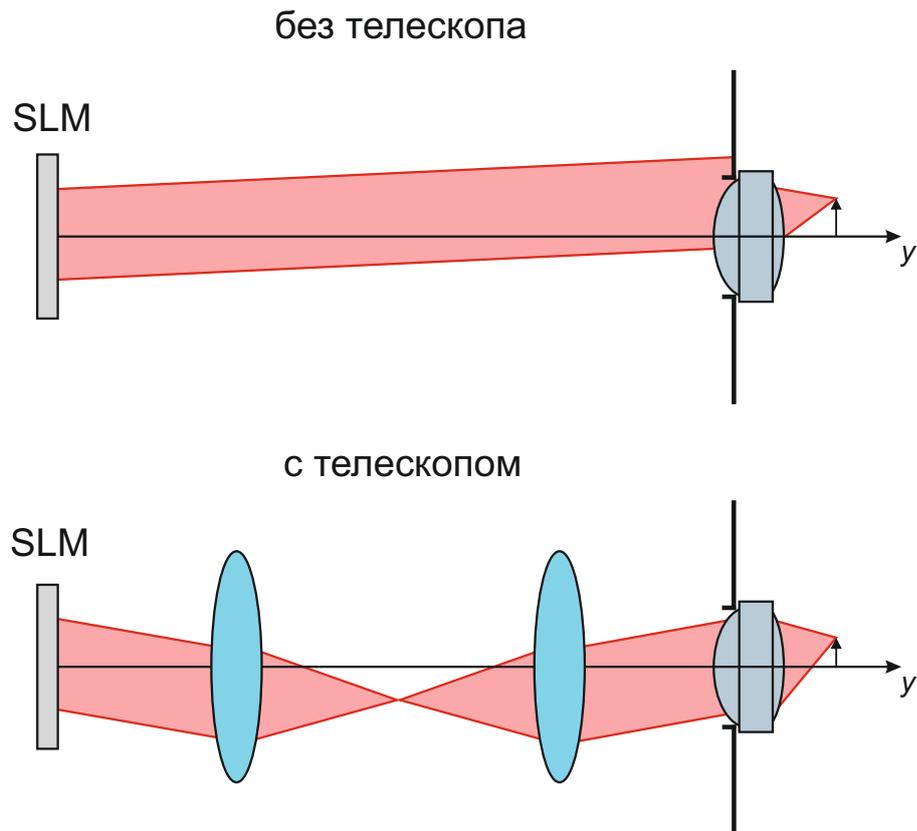


Рис. 22. Использование телескопа позволяет сопрячь плоскости поверхности модулятора света и асферической линзы, расположенной в центре магнито-оптической ловушки. Отсутствие сопряжения между этими плоскостями приводит к тому, что излучение, отрезанное от модулятора света будет обрезаться апертурой линзы.

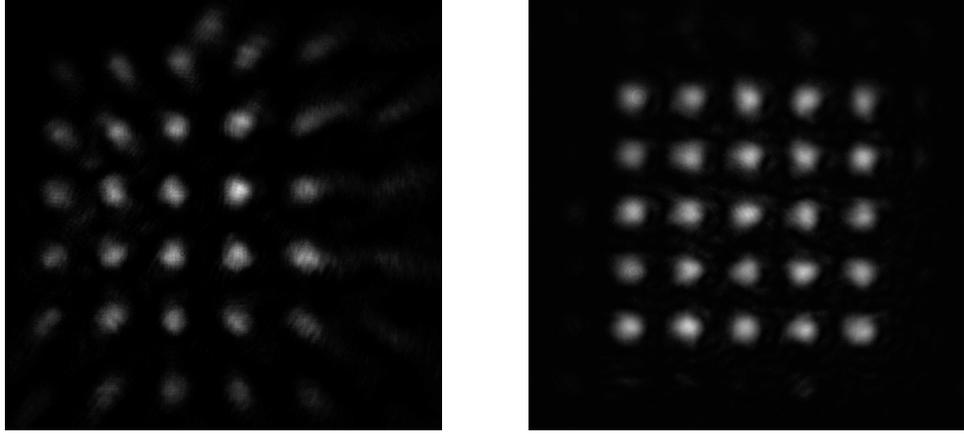


Рис. 23. Изображения массивов 6×6 ловушек без сопряжения плоскостей модулятора и линзы (слева) и сопряжением (справа).

примеры изображений массивов 6×6 , сгенерированных без применения телескопа и с ним. Как видно на рисунке, наличие телескопа оказывает значительное влияние на распределение интенсивности излучения между ловушками и их форму, а также на допустимые размеры массивов.

Для сопряжения плоскостей модулятора света и асферической линзы, необходимо правильно рассчитать расстояния между модулятором и первой линзой телескопа d_{M1} , между линзами телескопа d_{12} и между второй линзой телескопа и линзой внутри вакуумной камеры d_{2L} . С этой целью можно воспользоваться формулой [59]:

$$d_{M1} = f_1 \frac{f_2 d_{12} - d_{2L}(d_{12} - f_2)}{f_2(d_{12} - f_1) - d_{2L}(d_{12} - f_1 - f_2)} \quad (15)$$

где f_1 и f_2 - фокусные расстояния линз телескопа. В случае, когда расстояние между линзами телескопа равно сумме их фокусных расстояний $d_{12} = f_1 + f_2$, формулу (15) можно упростить:

$$d_{M1} = \frac{f_1}{f_2} \left(f_1 + f_2 - \frac{f_1}{f_2} d_{2L} \right) \quad (16)$$

С учетом особенностей нашей установки, были выбраны следующие расстояния: $d_{M1} = 265$ мм, $d_{12} = 550$ мм, $d_{2L} = 275$ мм. Для оценки максимально допустимых размеров создаваемых массивов дипольных микроловушек было проведено моделирование данной оптической схемы в вычислительной

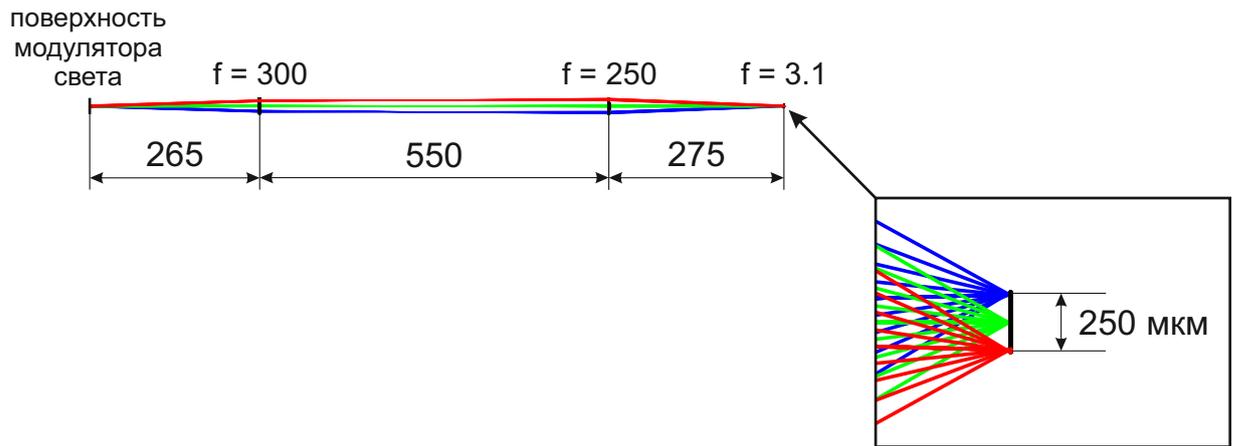


Рис. 24. Результат оценки максимально допустимых размеров массивов микроловушек. В качестве аналога модулятора света использовался набор из трёх зеркал, отклоняющих пучок в различных направлениях. Допустимый размер массива рассматривался как расстояние между фокусами двух крайних пучков и ограничивался апертурами линз телескопа. В нашем случае параметры схемы были следующими: расстояние от поверхности модулятора до первой линзы телескопа составило $d_{M1} = 265$ мм, расстояние между линзами $d_{12} = 550$ мм, расстояние от второй линзы телескопа до поверхности асферической линзы $d_{2L} = 275$ мм, фокусные расстояния линз телескопов $f_1 = 300$ мм и $f_2 = 250$ мм. Допустимые размеры массивов составили 250×250 мкм².

среде ZEMAX. Результаты моделирования представлены на Рис. 24. В качестве аналога модулятора света был выбран набор из трех зеркал, отклоняющих лазерный пучок в трех различных направлениях. Максимально допустимый угол отклонения определялся размерами апертур линз телескопа. Размер массива, таким образом, определялся как расстояние между фокусами двух крайних пучков. Для нашей схемы максимально допустимый размер массива составил 250×250 мкм².

Прошедшее через вакуумную камеру излучение вновь коллимируется второй асферической линзой, расположенной в центре камеры и, пройдя через второй телескоп (коэффициент увеличения $\times 1.6$), попадает на поверхность зеркала. Второй телескоп служит для сопряжения плоскостей поверхности второй асферической линзы и зеркала. Для расчета расстояний от второй асферической линзы до первой линзы телескопа d_{M3} , расстояния между линзами телескопа d_{34} и расстояния между второй линзой телескопа и зеркалом также можно воспользоваться формулами (15) или (16). Для нашей установки эти расстояния составили $d_{L3} = 220$ мм, $d_{34} = 650$ мм и $d_{3M} = 480$ мм. При этом фокусные расстояния линз те-

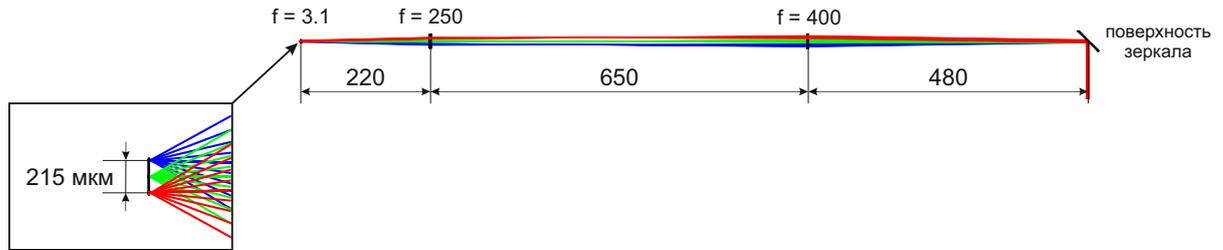


Рис. 25. Результат оценки допустимой области сканирования зеркалом в среде ZEMAX. Расстояние между асферической линзой, расположенной в вакуумной камере и первой линзой телескопа $d_{L3} = 220$ мм, расстояние между линзами телескопа $d_{34} = 650$ мм, расстояние между второй линзой телескопа и поверхностью зеркала $d_{4M} = 480$ мм. Фокусные расстояния линз телескопа при этом были равны $f_3 = 250$ мм и $f_4 = 400$ мм. Учитывая максимальный угол отклонения зеркала в 10 град, допустимая область сканирования составила 215×215 мкм².

лескопа имели значения $f_3 = 250$ и $f_4 = 400$ мм. Допустимая область сканирования оценивалась посредством моделирования в среде ZEMAX. Результат моделирования представлен на Рис. 25. В данном случае она ограничивалась максимальным углом отклонения зеркала. Для применяемой нами пьезоподвижки (PI S-330.20L) этот угол составляет 10 мрад. Размер области сканирования определялся как расстояние между фокусами лучей, отраженных зеркалом в двух крайних положениях. Для нашей схемы допустимая область сканирования составила 215×215 мкм².

После отражения от зеркала, излучение фокусируется асферической линзой и заводится в одномодовое оптическое волокно, второй конец которого подключен в однофотонному детектору на основе лавинного фотодиода. Для отсека излучения лазера дипольной ловушки от сигнала флуоресценции атомов используется пара интерференционных фильтров (IF) на 780 нм с шириной пропускания 3 нм.

Недостатком данного метода является наличие гистерезиса в зависимости угла отклонения зеркала от подаваемого на него напряжения, который присутствует у всех пьезоэлементов. Измеренные для нашего зеркала графики гистерезисов приведены на Рис. 26. Кроме того, оси X и Y у данного зеркала не строго перпендикулярны, что сказывается на качестве получаемых изображений. Наличие гистерезиса препятствует адресному обращению к отдельным атомам. Для решения данной проблемы необходимо создание системы обратной связи, которая позволила бы корректировать

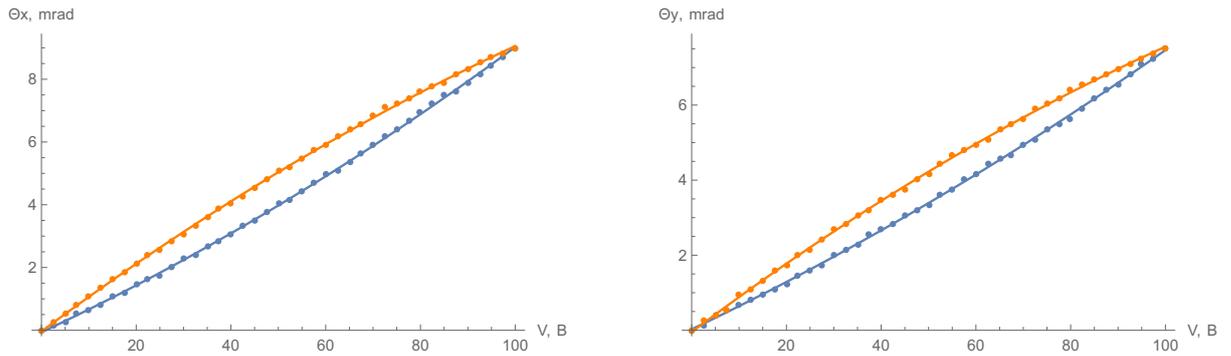


Рис. 26. Графики гистерезисов по осям X (слева) и Y (справа) при подаче напряжения от 0 до 100 В. Синими точками обозначен прямой ход, оранжевыми - обратный. Наличие гистерезиса препятствует адресному обращению к отдельным атомам и влияет на качество получаемых изображений.

положение зеркала, или замена зеркала двухмерным акустооптическим дефлектором.

На Рис. 27 приведены пространственные распределения сигнала флуоресценции адиночных атомов, полученные данным методом. Изображение на Рис. 27.а обладает разрешением 25×25 точек. Каждая точка является усреднением из 100 измерений сигнала флуоресценции за 100 мс. Общее время сканирования составило ~ 10 минут. Сканирование начиналось в случае превышения сигналом флуоресценции триггерного уровня, что свидетельствовало о наличии атома в дипольной ловушке. В случае вылета измерения прекращались и продолжались лишь при повторном захвате атома.

На Рис. 27.б приведено распределение сигнала флуоресценции одиночного атома разрешением 10×10 точек. Каждая точка - результат усреднения 10 измерений сигнала одиночного атома за 100 мс. Время сканирования составило ~ 10 с, что меньше среднего времени жизни атома в дипольной ловушке. Сканирование начиналось в случае превышения сигналом флуоресценции триггерного уровня, дальнейшая проверка наличия или отсутствия атома в ловушке не производилась. Таким образом, в процессе сканирования в ловушке находилось не более одного атома.

На Рис. 27.в приведено изображение массива одиночных атомов размером 2×2 . Разрешение изображения - 15×15 точек. Сканирование производилось в непрерывном режиме, каждая точка - результат измерения

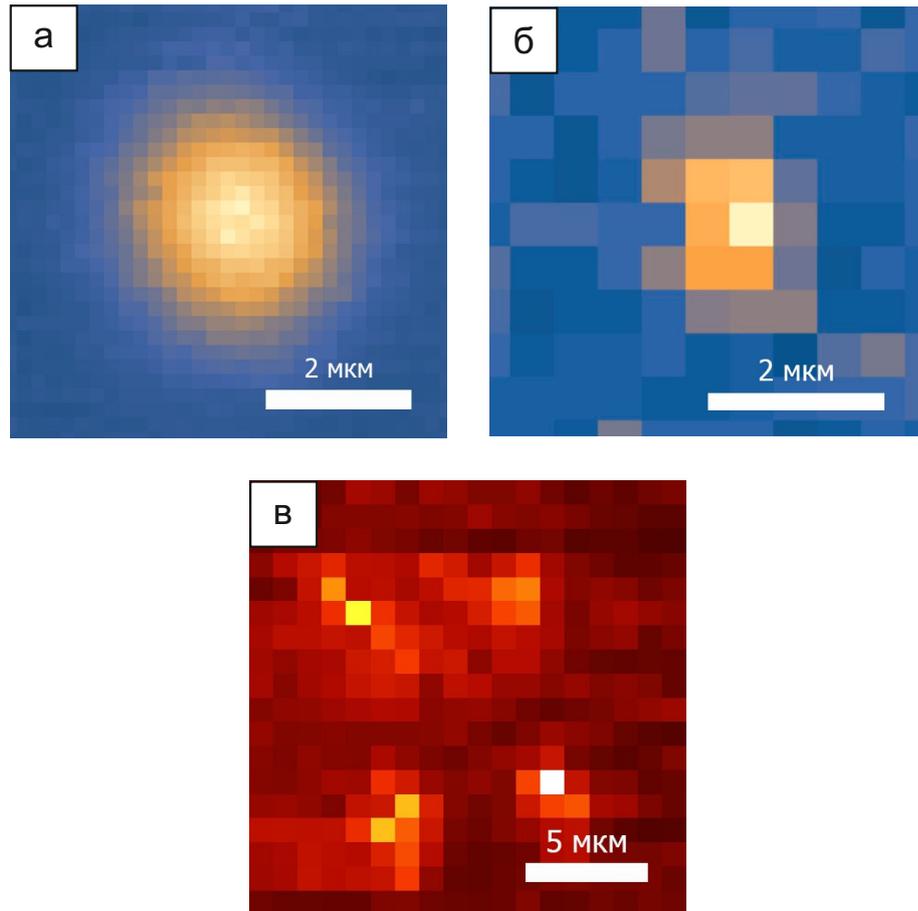


Рис. 27. Результаты визуализации одиночных атомов сканирующим зеркалом. а - результат усреднения сигнала от большого числа атомов, однако в периодны сканирования в дипольной ловушке находилось не более одного атома. б - результат сканирования, произведенного за время жизни одного атома в ловушке, в - результат визуализации массива 2×2 атома. Масштаб обозначен в соответствии с результатами моделирования.

скользящей средней по 10 измерениям, каждое измерение - сигнал флуоресценции атома за 100 мс. Наличие или отсутствие атомов в ловушках не проверялось. Причиной различных уровней сигналов для разных атомов являлось частичное заполнение массива во время сканирования. Вытянутость массива по оси Y и его поворот на небольшой угол против часовой стрелки объясняется несовершенством пьезоэлемента, использовавшегося при сканировании.

9.2. Визуализация атомов с помощью CCD-камеры.

Схема экспериментальной установки, использовавшейся для визуализации CCD-камерой приведена на Рис. 28. Отличием данной схемы от пред-

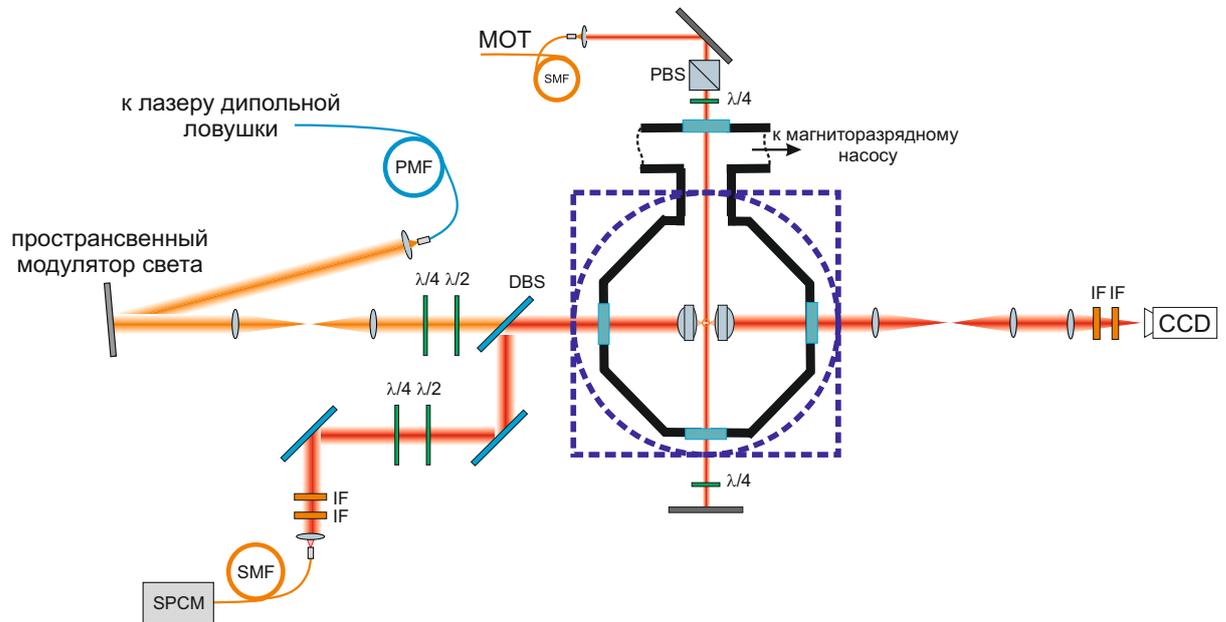


Рис. 28. Схема экспериментальной установки, использовавшейся для визуализации массивов одиночных атомов с помощью CCD-камеры. Излучение лазера дипольной ловушки после выхода из многомодового волокна (PMF) коллимировалось асферической линзой, а затем попадало на поверхность модулятора света, где ему сообщалось необходимое распределение фазы. Затем излучение проходит через телескоп, состоящий из линз f_1 и f_2 и сопрягающий поверхности модулятора света и асферической линзы, расположенной в вакуумной камере. Прошедшее излучение вновь коллимировалось второй асферической линзой и затем проходило через второй телескоп. В данном эксперименте необходимости в нем не было, он был оставлен с целью сохранения возможности переключения между режимам и визуализации. После телескопа излучение фокусировалось линзой на поверхности CCD-камеры. В случае необходимости получения сигнала флуоресценции одиночных атомов, излучение лазера дипольной ловушки отсекалось парой интерференционных фильтров (IF) на длине волны 780 нм с шириной пропускания 3 нм. Для диагностики получаемых распределений интенсивности, интерференционные фильтры снимались.

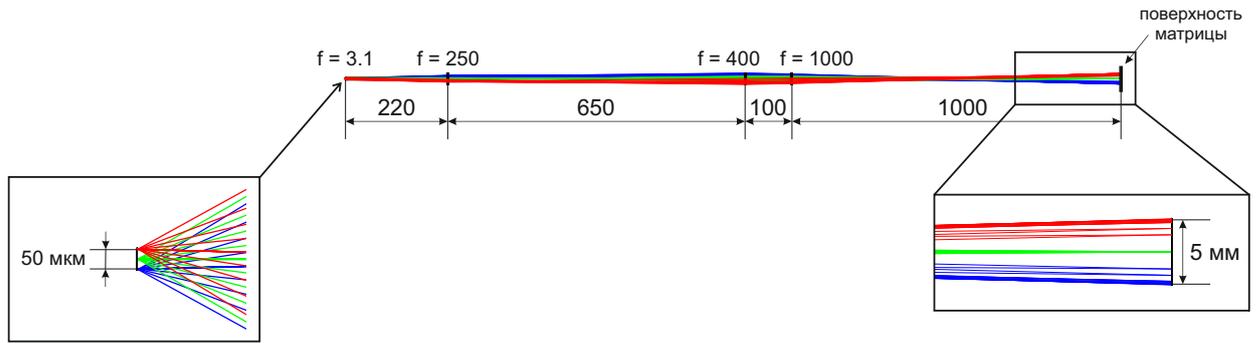


Рис. 29. Результаты оценки визуализируемой камерой области в среде ZEMAX. Размеры области ограничивались апертурами линз телескопа, а также линзой, фокусирующей излучение на поверхности камеры. Для нашей схемы она составила 50×50 мкм. При этом, изображение на поверхности матрицы строится со $\times 100$ кратным увеличением. Зная физические размеры пикселей (4 мкм), можно оценить масштабы получаемых изображений.

ставленной на Рис. 21 является наличие линзы ($f = 1000$ мм), фокусирующей излучение на поверхности матрицы камеры. Второй телескоп был оставлен с целью сохранения возможности переключения между режимами визуализации атомов сканирующим зеркалом и камерой. Для отсечки сигнала флуоресценции атомов от лазера дипольной ловушки также использовалась пара интерференционных фильтров (IF) на 780 нм. В случае возникновения необходимости получать изображения распределений интенсивности между ловушками в массивах, интерференционные фильтры снимались.

Для оценки размеров визуализируемой области, а также для оценки масштабов получаемых изображений производилось моделирование схемы в среде ZEMAX. Результаты моделирования представлены на Рис. 29. Размер допустимой для визуализации области ограничивался апертурами линз телескопа и апертурой линзы, фокусирующей излучение на поверхности матрицы, он составил 50×50 мкм. При этом, изображение на поверхности матрицы строилось со $\times 100$ кратным увеличением. Зная размеры физических пикселей (для нашей камеры он составил 4×4 мкм), можно оценить масштабы получаемых изображений. Для визуализации массивов использовалась камера QSI RS 9.2ws. К её достоинствам можно отнести возможность охлаждения до -40° C относительно температуры окружающей среды, что позволяет увеличить соотношение сигнал/шум, Объединять группы пикселей для повышения квантовой эффективности и снимать

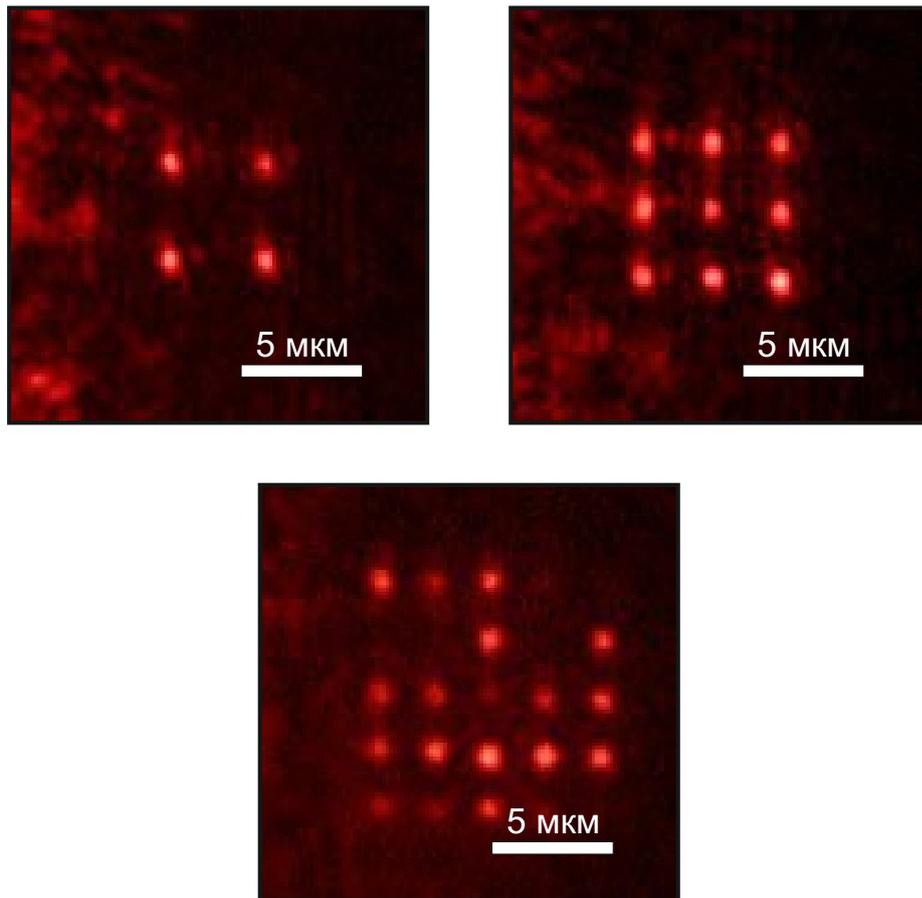


Рис. 30. Результаты визуализации массивов одиночных атомов с помощью CCD-камеры. Масштаб обозначен в соответствии с результатами моделирования в ZEMAX.

изображение с сегмента матрицы.

На Рис. 30 приведены некоторые из результатов визуализации массивов одиночных атомов. Время экспозиции составило 10 с. Видно, что чувствительности CCD-камеры достаточно для того, чтобы получать изображения отдельных атомов. Тем не менее, для работы с динамическими массивами атомов, требуется уменьшить время экспозиции до величины порядка ~ 100 мс, что приведет к потере сигнала флуоресценции на фоне шумов. Одним из способов решения данной проблемы является использование электронно-оптических преобразователей [34, 60].

10. Опыты по перемещению атомов

Как было отмечено в Разделе 4 вероятностный характер загрузки одиночных атомов в дипольные ловушки приводит к тому, что изначальный

массив дипольных ловушек оказывается лишь частично заполненным. Одним из наиболее распространенных способов решения этой проблемы является реконфигурация заполненных ловушек. Нами было решено производить такую реконфигурацию посредством создания динамических фазовых голограмм. Для начала требуется определить оптимальные параметры для перемещения одиночных атомов, среди них: частота обновления кадров на модуляторе света, максимально допустимый размер шага, максимально допустимое количество шагов.

Для оценки допустимой частоты обновления кадров на модулятор подавалась последовательность из двух кадров: темный экран и линейно меняющаяся фаза, определяющая положение пучка в первом порядке дифракции. В точку, в которую фокусировалось излучение в первом порядке дифракции при подаче линейной фазы на модулятор, устанавливался фотодетектор с достаточным временным разрешением (Thorlabs PDA10A-EC), выход которого подключался к осциллографу (Rigol DS4024). Затем записывались формы сигналов на осциллографе для различных значений частот. Результаты приведены на Рис. 31. Видно, что в случаях, когда частота обновления кадров превышает 5 Гц, уровень сигнала не успевает достигнуть максимума. Это говорит о том, что не все пиксели успевают обновить картинку. Таким образом, предельная частота обновления кадров для нашего модулятора составила 5 Гц.

Общая последовательность действий, применявшаяся в экспериментах по определению оптимальной величины шага и их допустимого количества была следующая:

- Регистрировалось количество отсчетов сигнала флуоресценции на одnofотонном детекторе за 100 мс. Если уровень сигнала превышал триггерный, это рассматривалось как попадание атома в дипольную ловушку и запускало дальнейшую последовательность действий.
- Отключались лазеры магнито-оптической ловушки.
- Запускалась последовательность кадров на модуляторе света.
- По окончании последовательности кадров проверялось наличие атома в дипольной ловушке по уровню сигнала флуоресценции

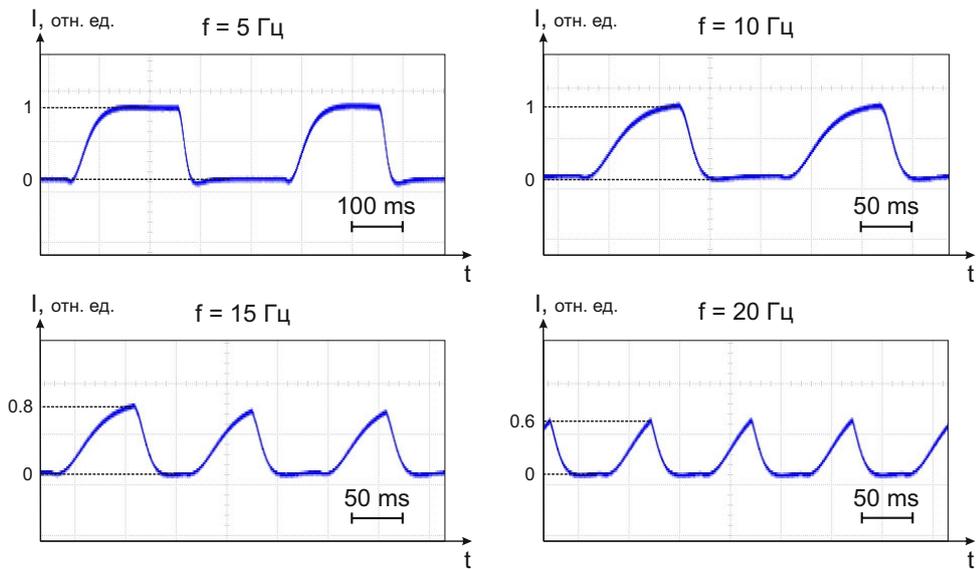


Рис. 31. Формы сигналов, получаемых осциллографом для различных частот обновления кадров. В случаях, когда частота обновления превышает 5 Гц, изображение не успевает полностью обновиться на модуляторе.

На Рис. 32 изображена вероятность повторного обнаружения атома в дипольной ловушке от величины шага в сериях из 100 измерений. Для каждой серии генерировалась последовательность из двух кадров с линейно меняющимися фазами $\varphi_1(x) = k_1x$ и $\varphi_2(x) = k_2x$, генерирующие ловушки в точках $X_1 = Fk_1/k$ и $X_2 = Fk_2/k$. Величина шага $d = X_1 - X_2$ оценивалась в среде компьютерного моделирования ZEMAX. Видно что при шаге < 300 нм вероятность повторного обнаружения атома близка к единице, а затем начинает стремительно снижаться.

Для проведения опытов по перемещению атомов на расстояния порядка нескольких микрон был выбран шаг в ~ 200 нм. Проведение серии из 1000 измерений показало, что вероятность перемещения атома на 400 нм (200 нм в одну сторону и 200 нм в обратную) составляет 0.997 ± 0.002 . В случае, если вероятность успешного перемещения атома зависит исключительно от величины шага, то вероятность переместить атом на ~ 4.5 мкм должна составлять $0.997^{11} \approx 0.967$, однако в реальности эта величина оказалась существенно ниже и составила 0.88 ± 0.01 . В связи с этим была проведена серия опытов по определению вероятности повторного детектирования атома P от числа шагов n . Перемещение проводилось с шагом в ~ 200 нм. Результаты этого эксперимента приведены на Рис. 33. Каждая точка - результат усреднения серий из 1000 испытаний. На графике видно, что

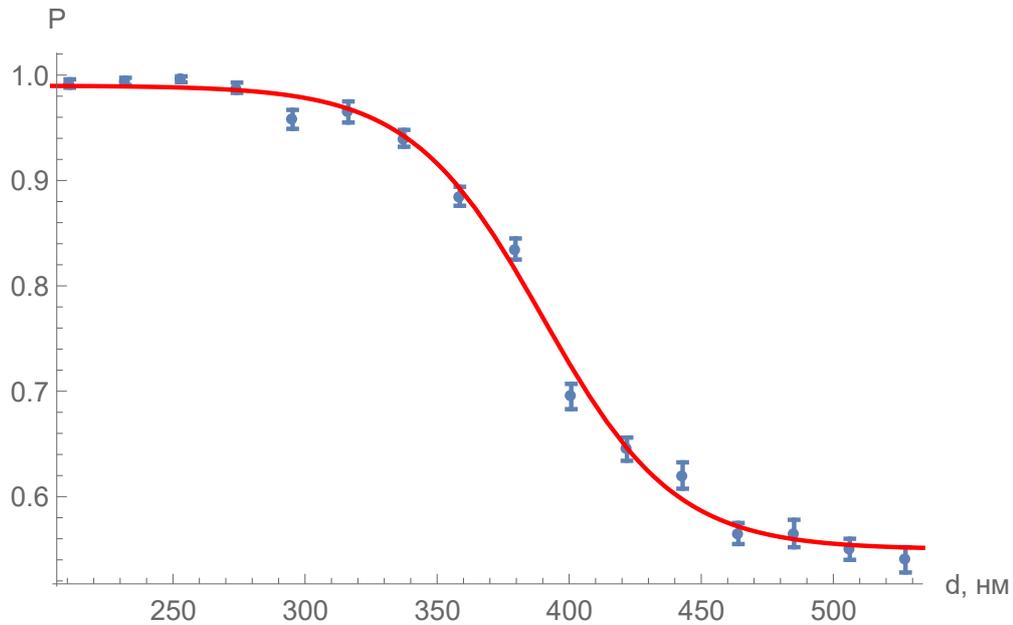


Рис. 32. Зависимость вероятности повторного обнаружения атома в дипольной ловушке по окончании его перемещения от величины шага. Каждая точка - результат усреднения серии из 100 измерений.

при числе шагов $n < 15$ зависимость хорошо аппроксимируется степенной функцией 0.997^n , однако затем начинает резко падать. Одной из наиболее вероятных причин такого падения является нагрев атомов, вызванный мерцанием в момент переключения масок (см. Раздел 4).

Для оценки влияния мерцания на эффективную температуру атомов в дипольной ловушке была предложена следующая экспериментальная последовательность:

- Регистрировалось количество отсчетов сигнала флуоресценции на однофотонном детекторе за 100 мс. Если уровень сигнала превышал триггерный, это рассматривалось как попадание атома в дипольную ловушку и запускало дальнейшую последовательность действий.
- Отключались лазеры магнито-оптической ловушки.
- Запускалась последовательность кадров на модуляторе света.
- По окончании последовательности кадров лазер дипольной ловушки отключался на заданный промежуток времени T .
- Лазеры дипольной и магнито-оптической ловушек включались обратно. По уровню сигнала флуоресценции проверялось наличие атома в

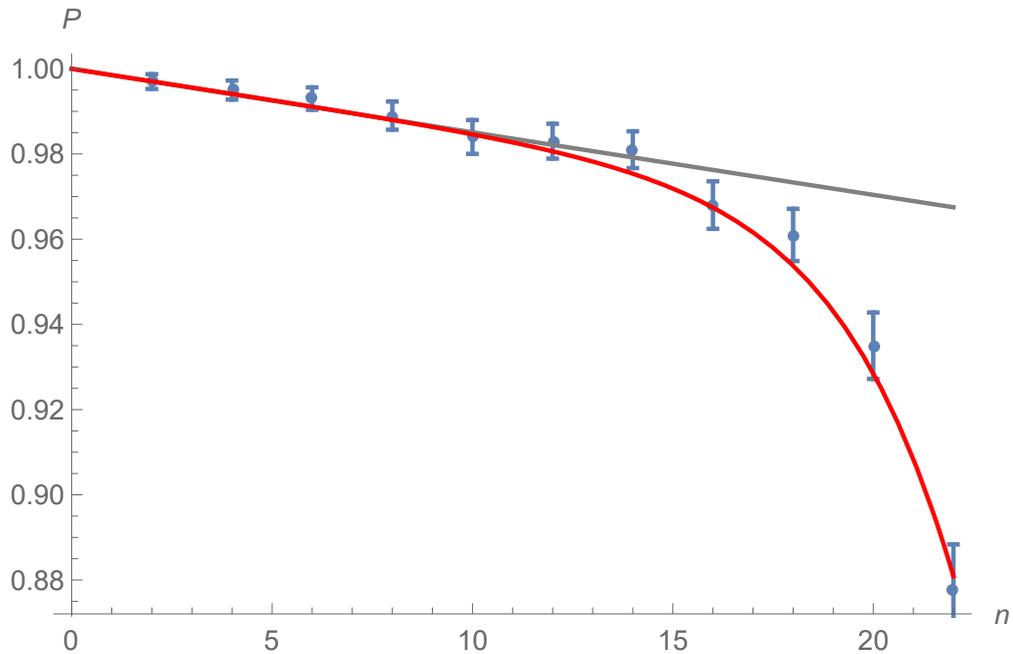


Рис. 33. Зависимость вероятности повторного обнаружения атома в дипольной ловушке по окончанию серии из n шагов в 200 нм. Каждая точка - результат усреднения серии из 1000 измерений. Синие точки - экспериментальные данные, серая линия - степенная функция 0.997^n , красная линия - результат аппроксимации.

дипольной ловушке. Испытания, по окончанию которых детектировался сигнал флуоресценции повторно захваченного атома, рассматривались как успешные.

График зависимости доли успешных испытаний от промежутка времени T представлен на Рис. 34. Усреднение производилось по результатам из 200 испытаний на каждую точку. На модулятор света подавалась зависимость из двух кадров, которая отклоняла пучок на ~ 200 нм, а затем возвращала его обратно. Сравнение полученной зависимости с результатами численного моделирования методом Монте-Карло дало значение эффективной температуры $T_{eff} \sim 65$ мкК. Таким образом, перемещение атома на 200 нм и возвращение его обратно привело к нагреву атома на ~ 35 мкК. В дальнейшем планируется изучить изменение температуры атомов с увеличением количества шагов.

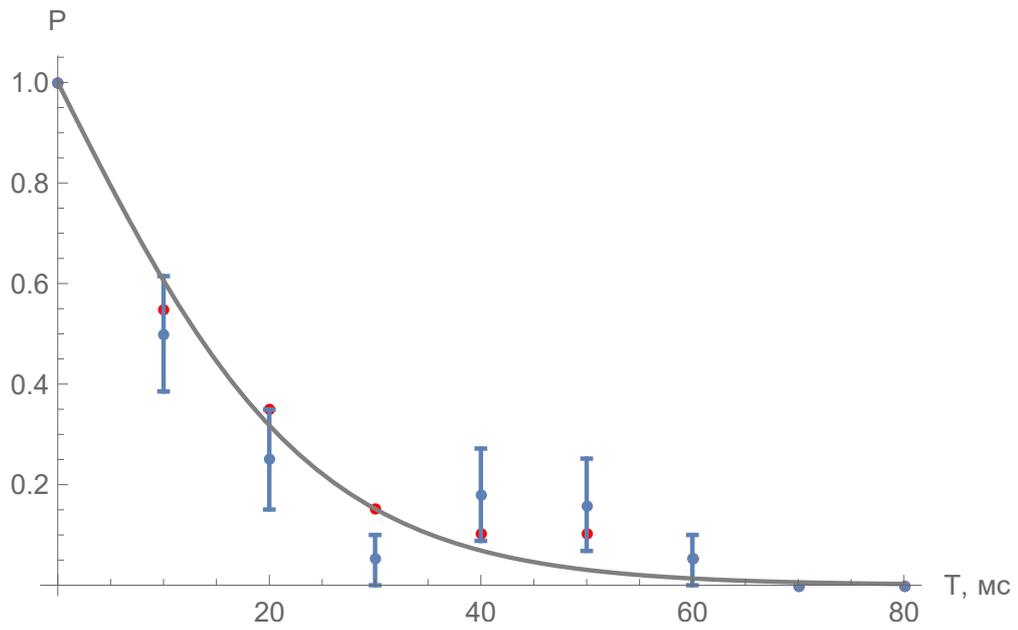


Рис. 34. График зависимости доли успешных испытаний в сериях из 200 измерений при перемещении атома на 200 нм и возвращении его в начальное положение от времени ожидания T . Синие точки - результаты эксперимента, красные точки - результат моделирования методом Монте-Карло, серая кривая - результат аппроксимации. Сравнение полученных данных с результатами моделирования дало оценку эффективной температуры $T_{eff} \sim 65$ мК, что на 35 мК больше изначальной.

Заключение и выводы

В рамках данной работы были реализованы методы визуализации одиночных атомов в дипольных ловушках с помощью сканирующего зеркала и CCD-камеры. К сожалению, оба метода плохо подходят для этой цели в силу медленного времени накопления сигнала у камеры и отсутствия возможности одновременного снятия сигнала люминесценции с нескольких атомов с помощью зеркала. Для решения данной проблемы необходимо использовать камеры с высокочувствительными матрицами, низкой величиной шумов и быстрым временем передачи сигнала на компьютер. Этим требованиям хорошо удовлетворяют камеры с матрицами типа sCMOS [58] и EMCCD [57].

Были реализованы два различных метода генерации фазовых голограмм для создания массивов дипольных ловушек: алгоритм Герчберга-Сакстона и метод попиксельного меремешивания Фурье плоскостей. Была экспериментально оценена эффективность генерируемых масок обоими методами. Выяснилось, что доля полной мощности лазерного излучения, приходящаяся на одну ловушку убывает пропорционально $1/N$ для голограмм, сгенерированных алгоритмом Герчберга-Сакстона и пропорционально $1/N^2$ для перемешанных Фурье плоскостей. Была проведена оценка однородности ловушек внутри массивов, сгенерированных обоими методами, в зависимости от их количества.

Был проведен ряд экспериментов по оценке возможности реконфигурации массивов одиночных атомов методом динамических фазовых голограмм. Для этой цели были сгенерированы наборы масок с линейно меняющимися фазами. Было определено, что при перемещении атома за один шаг и возвращении его обратно, вероятность обнаружения атома в ловушке по окончанию перемещения близка к единице в случаях, когда размер шага не превышает 300 нм. Вероятность удачного перемещения атома на расстояние ≈ 4.5 нм с шагом в ≈ 200 нм составила 0.88, что существенно ниже теоретических ожиданий (вероятность перемещения атома на ≈ 400 нм составила 0.997, следовательно, ожидаемая вероятность перемещения на 4.5 нм составила $0.997^{11} \approx 0.967$). Было выдвинуто предположение, что причиной такого расхождения являлся нагрев атомов в процессе переме-

щения. Экспериментальным путем было выяснено, что при перемещении атома на 200 нм и возвращении его обратно, эффективная температура атома увеличилась с ≈ 30 мкК до ≈ 65 мкК. Поскольку само по себе перемещение практически не оказывает никакого воздействия на температуру атомов [48], нагрев атомов объясняется наличием эффекта мерцания в момент переключения кадров на модуляторе света. В дальнейшем планируется изучить зависимость изменения температуры от числа шагов, осуществляемых в процессе перемещения.

Список литературы

- [1] Richard P. Feynman. «Simulating physics with computers». В: *International Journal of Theoretical Physics* 21.6-7 (1982), с. 467—488. ISSN: 00207748. DOI: [10.1007/BF02650179](https://doi.org/10.1007/BF02650179). arXiv: [9508027 \[quant-ph\]](https://arxiv.org/abs/9508027).
- [2] Lov K. Grover. «From Schrodinger's equation to the quantum search algorithm». В: *Pramana - Journal of Physics* 56.2-3 (2001), с. 333—348. ISSN: 03044289. DOI: [10.1119/1.1359518](https://doi.org/10.1119/1.1359518). arXiv: [0109116 \[quant-ph\]](https://arxiv.org/abs/0109116).
- [3] P.W. Shor. «Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring». В: *Proceedings 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science* (1994), с. 124—134. ISSN: 0272-5428. DOI: [10.1109/SFCS.1994.365700](https://doi.org/10.1109/SFCS.1994.365700). arXiv: [9605043 \[quant-ph\]](https://arxiv.org/abs/9605043). URL: <http://ieeexplore.ieee.org/document/365700/>.
- [4] R. L. Rivest, A. Shamir и L. Adleman. «A method for obtaining digital signatures and public-key cryptosystems». В: *Communications of the ACM* 21.2 (1978), с. 120—126. ISSN: 00010782. DOI: [10.1145/359340.359342](https://doi.org/10.1145/359340.359342). arXiv: [arXiv:1011.1669v3](https://arxiv.org/abs/1011.1669v3). URL: <http://portal.acm.org/citation.cfm?doid=359340.359342>.
- [5] Michael A Nielsen и Isaac L Chuang. *Quantum computation and quantum information*. Cambridge university press, 2010.
- [6] A. M. Steane. «Error correcting codes in quantum theory». В: *Physical Review Letters* 77.5 (1996), с. 793—797. ISSN: 10797114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.77.793](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.793).
- [7] David P. DiVincenzo и IBM. «The Physical Implementation of Quantum Computation». В: (2000). ISSN: 00158208. DOI: [10.1002/1521-3978\(200009\)48:9/11<771::AID-PROP771>3.0.CO;2-E](https://doi.org/10.1002/1521-3978(200009)48:9/11<771::AID-PROP771>3.0.CO;2-E). arXiv: [0002077 \[quant-ph\]](https://arxiv.org/abs/0002077). URL: [http://arxiv.org/abs/quant-ph/0002077%7B%5C%7D0Ahttp://dx.doi.org/10.1002/1521-3978\(200009\)48:9/11%7B%5C%7D3C771::AID-PROP771%7B%5C%7D3E3.0.CO;2-E](http://arxiv.org/abs/quant-ph/0002077%7B%5C%7D0Ahttp://dx.doi.org/10.1002/1521-3978(200009)48:9/11%7B%5C%7D3C771::AID-PROP771%7B%5C%7D3E3.0.CO;2-E).
- [8] Matthew P. A. Jones и др. «Fast Quantum State Control of a Single Trapped Neutral Atom». В: *Umr* 8501 (2006), с. 1—4. ISSN: 1050-2947. DOI: [10.1103/PhysRevA.75.040301](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.75.040301). arXiv: [0609134 \[quant-ph\]](https://arxiv.org/abs/0609134). URL:

<http://arxiv.org/abs/quant-ph/0609134%7B%5C%7D0Ahttp://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.75.040301>.

- [9] E Knill, R La и G J Milburn. «A scheme for eficient quantum computation with linear optics». В: *Nature* 409.January (2001), с. 46—52.
- [10] C. J. Ballance и др. «High-fidelity two-qubit quantum logic gates using trapped calcium-43 ions». В: (2014), с. 4—5. DOI: [10.1103/PhysRevLett.117.060504](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.060504). arXiv: [1406.5473](https://arxiv.org/abs/1406.5473). URL: <http://arxiv.org/abs/1406.5473%7B%5C%7D0Ahttp://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.060504>.
- [11] Yu Chen и др. «Qubit architecture with high coherence and fast tunable coupling». В: *Physical Review Letters* 113.22 (2014). ISSN: 10797114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.220502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.220502). arXiv: [1402.7367](https://arxiv.org/abs/1402.7367).
- [12] Jasper Chan и др. «Laser cooling of a nanomechanical oscillator into its quantum ground state». В: *Nature* 478.7367 (2011), с. 89—92. ISSN: 00280836. DOI: [10.1038/nature10461](https://doi.org/10.1038/nature10461). arXiv: [1106.3614](https://arxiv.org/abs/1106.3614).
- [13] J P Reithmaier и др. «Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system.» В: *Nature* 432.7014 (2004), с. 197—200. ISSN: 1476-4687. DOI: [10.1038/nature02969](https://doi.org/10.1038/nature02969). arXiv: [nature02969](https://arxiv.org/abs/nature02969) [[10.1038](https://arxiv.org/abs/10.1038)]. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nature02969>.
- [14] Thomas Monz и др. «14-qubit entanglement: Creation and coherence». В: *Physical Review Letters* 106.13 (2011), с. 1—4. ISSN: 00319007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.106.130506](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.130506). arXiv: [1009.6126](https://arxiv.org/abs/1009.6126).
- [15] J. I. Cirac и P. Zoller. «Quantum computations with cold trapped ions». В: *Physical Review Letters* 74.20 (1995), с. 4091—4094. ISSN: 00319007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.74.4091](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.4091). arXiv: [0305129](https://arxiv.org/abs/0305129) [[quant-ph](https://arxiv.org/abs/quant-ph)].
- [16] D. Jaksch и др. «Entanglement of atoms via cold controlled collisions». В: *Physical Review Letters* 82.9 (1999), с. 1975—1978. ISSN: 10797114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.82.1975](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.1975). arXiv: [9810087](https://arxiv.org/abs/9810087) [[quant-ph](https://arxiv.org/abs/quant-ph)].
- [17] D. Jaksch и др. «Fast quantum gates for neutral atoms». В: *Physical Review Letters* 85.10 (2000), с. 2208—2211. ISSN: 00319007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.85.2208](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.2208). arXiv: [0004038](https://arxiv.org/abs/0004038) [[quant-ph](https://arxiv.org/abs/quant-ph)].

- [18] T. Pellizzari и др. «Decoherence, continuous observation, and quantum computing: A cavity QED model». В: *Physical Review Letters* 75.21 (1995), с. 3788—3791. ISSN: 00319007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.75.3788](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.3788).
- [19] H. J. Kimble. «The quantum internet». В: *Nature* 453.7198 (2008), с. 1023—1030. ISSN: 14764687. DOI: [10.1038/nature07127](https://doi.org/10.1038/nature07127). arXiv: [0806.4195](https://arxiv.org/abs/0806.4195).
- [20] J. I. Cirac и др. «Quantum State Transfer and Entanglement Distribution among Distant Nodes in a Quantum Network». В: *Physical Review Letters* 78.16 (1997), с. 3221—3224. ISSN: 10797114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.78.3221](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.3221). arXiv: [9611017 \[quant-ph\]](https://arxiv.org/abs/9611017).
- [21] L. M. Duan и др. «Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics». В: *Nature* 414.6862 (2001), с. 413—418. ISSN: 00280836. DOI: [10.1038/35106500](https://doi.org/10.1038/35106500). arXiv: [0105105 \[quant-ph\]](https://arxiv.org/abs/0105105).
- [22] Naomi H. Nickerson, Ying Li и Simon C. Benjamin. «Topological quantum computing with a very noisy network and local error rates approaching one percent». В: *Nature Communications* 4 (2013), с. 1755—1756. ISSN: 20411723. DOI: [10.1038/ncomms2773](https://doi.org/10.1038/ncomms2773). arXiv: [arXiv:1211.2217v3](https://arxiv.org/abs/1211.2217v3). URL: <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms2773>.
- [23] R. Raussendorf, J. Harrington и K. Goyal. «A fault-tolerant one-way quantum computer». В: *Annals of Physics* 321.9 (2006), с. 2242—2270. ISSN: 00034916. DOI: [10.1016/j.aop.2006.01.012](https://doi.org/10.1016/j.aop.2006.01.012). arXiv: [0510135v1 \[quant-ph\]](https://arxiv.org/abs/0510135v1).
- [24] Y. O. Dudin и др. «Light storage in a magnetically-dressed optical lattice». В: *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* 81.3 (апр. 2010), с. 2—5. ISSN: 10502947. DOI: [10.1103/PhysRevA.81.041805](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.81.041805). arXiv: [1004.3727](https://arxiv.org/abs/1004.3727). URL: <http://arxiv.org/abs/1004.3727%20http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.81.041805>.
- [25] Jiaheng Yang и др. «Coherence Preservation of a Single Neutral Atom Qubit Transferred between Magic-Intensity Optical Traps». В: *Physical Review Letters* 117.12 (2016), с. 1—6. ISSN: 10797114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.117.123201](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.123201). arXiv: [1606.05580](https://arxiv.org/abs/1606.05580).

- [26] Philipp Treutlein и др. «Coherence in Microchip Traps». В: (2008), с. 9—12. arXiv: [0311197v2 \[arXiv:quant-ph\]](https://arxiv.org/abs/0311197v2).
- [27] Y O Dudin, L Li и A Kuzmich. «Light storage on the time scale of a minute». В: 031801 (2013), с. 1—4. DOI: [10.1103/PhysRevA.87.031801](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.87.031801).
- [28] Dustin Stuart. «Manipulating Single Atoms with Optical Tweezers». В: ?? (2014).
- [29] J. Dalibard и C. Cohen-Tannoudji. «Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited». В: *J. Opt. Soc. Am. B* 2.11 (нояб. 1985), с. 1707—1720. DOI: [10.1364/JOSAB.2.001707](https://doi.org/10.1364/JOSAB.2.001707). URL: <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-2-11-1707>.
- [30] L. Brandt и др. «Spatial light modulators for the manipulation of individual atoms». В: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 102.3 (2011), с. 443—450. ISSN: 09462171. DOI: [10.1007/s00340-010-4323-0](https://doi.org/10.1007/s00340-010-4323-0). arXiv: [1008.0987](https://arxiv.org/abs/1008.0987).
- [31] N. Schlosser и др. «Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap». В: *Nature* 411.6841 (2001), с. 1024—1027. ISSN: 00280836. DOI: [10.1038/35082512](https://doi.org/10.1038/35082512).
- [32] N. Schlosser, G. Reymond и P. Grangier. «Collisional Blockade in Microscopic Optical Dipole Traps». В: *Physical Review Letters* 89.2 (2002), с. 1—4. ISSN: 10797114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.89.023005](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.023005).
- [33] S. J.M. Kuppens и др. «Loading an optical dipole trap». В: *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* 62.1 (2000), с. 13. ISSN: 10941622. DOI: [10.1103/PhysRevA.62.013406](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.62.013406).
- [34] Yevhen Miroshnychenko и др. «An atom-sorting machine». В: *Nature* 442.7099 (2006), с. 151. ISSN: 14764687. DOI: [10.1038/442151a](https://doi.org/10.1038/442151a).
- [35] Malte Schlosser и др. «Scalable architecture for quantum information processing with atoms in optical micro-structures». В: *Quantum Information Processing* 10.6 (2011), с. 907—924. ISSN: 15700755. DOI: [10.1007/s11128-011-0297-z](https://doi.org/10.1007/s11128-011-0297-z). arXiv: [arXiv:1108.5136v1](https://arxiv.org/abs/1108.5136v1).

- [36] H. Dammann и К. Görtler. «High-efficiency in-line multiple imaging by means of multiple phase holograms». В: *Optics Communications* 3.5 (1971), с. 312–315. ISSN: 00304018. DOI: [10.1016/0030-4018\(71\)90095-2](https://doi.org/10.1016/0030-4018(71)90095-2).
- [37] F. K. Fatemi, M. Bashkansky и Z. Dutton. «Dynamic high-speed spatial manipulation of cold atoms using acousto-optic and spatial light modulation». В: *Optics Express* 15.6 (2007), с. 3589. ISSN: 1094-4087. DOI: [10.1364/OE.15.003589](https://doi.org/10.1364/OE.15.003589). URL: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-15-6-3589>.
- [38] Xiaodong He и др. «Rotating single atoms in a ring lattice generated by a spatial light modulator». В: *Adv. At., Mol., Opt. Phys* 42.23 (2009), с. 95–170. ISSN: 1094-4087. DOI: [10.1364/OE.17.021007](https://doi.org/10.1364/OE.17.021007).
- [39] Lucas Béguin и др. «Direct measurement of the van der Waals interaction between two Rydberg atoms». В: (2013). ISSN: 0031-9007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.263201](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.263201). arXiv: [1302.4262](https://arxiv.org/abs/1302.4262). URL: <http://arxiv.org/abs/1302.4262%7B%5C%7D0Ahttp://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.263201>.
- [40] Ville Kettunen. «Review of iterative Fourier-transform algorithms for beam shaping applications». В: *Optical Engineering* 43.11 (2004), с. 2549. ISSN: 0091-3286. DOI: [10.1117/1.1804543](https://doi.org/10.1117/1.1804543). URL: <http://opticalengineering.spiedigitallibrary.org/article.aspx?doi=10.1117/1.1804543>.
- [41] R W Gerchberg и W O Saxton. «A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures». В: *Optik* 35.2 (1972), с. 237–246. ISSN: 10500529. DOI: [10.1070/QE2009v039n06ABEH013642](https://doi.org/10.1070/QE2009v039n06ABEH013642). URL: <http://ci.nii.ac.jp/naid/10010556614/>.
- [42] Chien-Yu Chen и др. «3-D modified Gerchberg–Saxton algorithm developed for panoramic computer-generated phase-only holographic display». В: *Journal of the Optical Society of America B* 34.5 (2017), B42. ISSN: 0740-3224. DOI: [10.1364/JOSAB.34.000B42](https://doi.org/10.1364/JOSAB.34.000B42). URL: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josab-34-5-B42>.
- [43] Gavin Sinclair и др. «Interactive application in holographic optical tweezers of a multi-plane Gerchberg-Saxton algorithm for three-dimensional light shaping». В: *Optics Express* 12.8 (2004), с. 1665. ISSN: 1094-4087. DOI:

- [10.1364/OPEX.12.001665](https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-12-8-1665). URL: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-12-8-1665>.
- [44] Hyosub Kim и др. «In situ single-atom array synthesis using dynamic holographic optical tweezers». В: *Nature Communications* 7 (2016). ISSN: 20411723. DOI: [10.1038/ncomms13317](https://doi.org/10.1038/ncomms13317). arXiv: [1601.03833](https://arxiv.org/abs/1601.03833).
- [45] Yin H. Fung и др. «Two-atom collisions and the loading of atoms in microtraps». В: *Entropy* 16.1 (2014), с. 582—606. ISSN: 10994300. DOI: [10.3390/e16010582](https://doi.org/10.3390/e16010582).
- [46] Brian J. Lester и др. «Rapid Production of Uniformly Filled Arrays of Neutral Atoms». В: *Physical Review Letters* 115.7 (2015), с. 1—5. ISSN: 10797114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.115.073003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.073003). arXiv: [arXiv: 1506.04419v1](https://arxiv.org/abs/1506.04419v1).
- [47] Christof Weitenberg и др. «Single-spin addressing in an atomic Mott insulator». В: *Nature* 471.7338 (2011), с. 319—325. ISSN: 00280836. DOI: [10.1038/nature09827](https://doi.org/10.1038/nature09827). arXiv: [1101.2076](https://arxiv.org/abs/1101.2076).
- [48] Y Miroshnychenko и др. «Two-dimensional transport and transfer of a single atomic qubit in optical tweezers». В: (2018). arXiv: [arXiv:0705.0312v1](https://arxiv.org/abs/1803.0312v1).
- [49] Daniel Barredo и др. «Synthetic three-dimensional atomic structures assembled atom by atom». В: с (2017). arXiv: [1712.02727](https://arxiv.org/abs/1712.02727). URL: <http://arxiv.org/abs/1712.02727>.
- [50] Daniel Barredo и др. «An atom-by-atom assembler of defect-free arbitrary two-dimensional atomic arrays». В: *Science* 354.6315 (2016), с. 1021—1023. ISSN: 10959203. DOI: [10.1126/science.aah3778](https://doi.org/10.1126/science.aah3778). arXiv: [1607.03042](https://arxiv.org/abs/1607.03042).
- [51] Cecilia Muldoon и др. «Control and manipulation of cold atoms in optical tweezers». В: *New Journal of Physics* 14 (2012). ISSN: 13672630. DOI: [10.1088/1367-2630/14/7/073051](https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/7/073051). arXiv: [1109.0657](https://arxiv.org/abs/1109.0657).
- [52] Woojun Lee, Hyosub Kim и Jaewook Ahn. «Three-Dimensional Dynamic Reconfiguration of Single-Atom Arrays Using Liquid-Crystal Spatial Light Modulator». В: 1.c (2016), с. 2—3.

- [53] Woojun Lee, Hyosub Kim и Jaewook Ahn. «Three-dimensional rearrangement of single atoms using actively controlled optical microtraps». В: *Optics Express* 24.9 (2016), с. 9816. ISSN: 1094-4087. DOI: [10.1364/OE.24.009816](https://doi.org/10.1364/OE.24.009816). URL: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-24-9-9816>.
- [54] Dana Dudley, Walter M. Duncan и John Slaughter. «Emerging digital micromirror device (DMD) applications». В: 4985.Dmd (2003), с. 14. ISSN: 0277786X. DOI: [10.1117/12.480761](https://doi.org/10.1117/12.480761). URL: <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.480761>.
- [55] Thomas Rieger и Thomas Volz. «Doppler-free saturation spectroscopy». В: *Max Planck Institute fur Quantenoptek, Garching*. <http://...> 03616898 (2012), с. 1—11. URL: https://www.mpg.de/cms/mpq/en/departments/quanten/homepage%7B%5C_%7Dcms/teaching/Praktikum/saturation%7B%5C_%7Dspectroscopy.pdf.
- [56] D. R. Meacher и др. «Method for velocimetry of cold atoms». В: *Physical Review A* 50.3 (1994), с. 1992—1994. ISSN: 10502947. DOI: [10.1103/PhysRevA.50.R1992](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.50.R1992).
- [57] Olivier Daigle и др. «Characterization results of EMCCDs for extreme low-light imaging». В: *SPIE High Energy, Optical and Infrared Detectors for Astronomy V* 8453 (2012), с. 845303. ISSN: 0277786X. DOI: [10.1117/12.926385](https://doi.org/10.1117/12.926385). URL: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012SPIE.8453E..03D>.
- [58] C. J. Picken, R. Legaie и J. D. Pritchard. «Single atom imaging with an sCMOS camera». В: *Applied Physics Letters* 111.16 (2017), с. 1—5. ISSN: 00036951. DOI: [10.1063/1.5003304](https://doi.org/10.1063/1.5003304). arXiv: [1709.00946](https://arxiv.org/abs/1709.00946).
- [59] Erik Fällman и Ove Axner. «Design for fully steerable dual-trap optical tweezers». В: *Applied Optics* 36.10 (1997), с. 2107. ISSN: 0003-6935. DOI: [10.1364/AO.36.002107](https://doi.org/10.1364/AO.36.002107). URL: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-36-10-2107>.
- [60] Y. R.P. Sortais и др. «Sub-Poissonian atom-number fluctuations using light-assisted collisions». В: *Physical Review A - Atomic, Molecular, and*

Optical Physics 85.3 (2012), c. 1–4. ISSN: 10502947. DOI: [10 . 1103 / PhysRevA.85.035403](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.85.035403). arXiv: [1111.5203](https://arxiv.org/abs/1111.5203).